PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1915. 16. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 16 am 19. August 1915.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Johnsen, Die Beschaffenheit der Atome in Kristallen. S. 269.

L. Meitner, Über die β-Strahlen von RaD und das Absorptionsgesetz der β-Strahlen. S. 272.

R. Fürstenau, Über die Verwendbarkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen. Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von F. Voltz in Nr. 11. S. 276.

H. Zahn, Neuere Untersuchungen über den Halleffekt. Historisch-kritische Bemerkungen zu den Arbeiten der Herren Corbino, Volterra, Bordenone. S. 279.

P. Knipping, Räumliche Darstellung durch Röntgenstrahlen. Notiz zur gleichlautenden Veröffentlichung von Herrn Béla Alexander. S. 280.

R. Emden, Anmerkungen zur Theorie der Strahlung. S. 282.

B. Gutenberg, Über mikroseismische Bodenunruhe. Eine Entgegnung an Herrn W. Pechau. S. 285.

Besprechungen:

P. Zeeman, Magnetooptische Untersuchungen mit besonderer Berücksichtigung der magnetischen Zerlegung der Spektrallinien. S. 287.

H. Hahn, Leitfaden für physikalische Schülerübungen. S. 288.

F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. S. 288.

Berichtigung. S. 288.

Mitteilungen. S. 288.

Personalien. S. 288.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Beschaffenheit der Atome in Kristallen.

Von A. Johnsen.

I. Symmetrie der Atome.

Die Lauesche Röntgenogrammetrie und das an sie anschließende Reflexionsverfahren von Bragg Vater und Sohn haben bereits für mehrere Kristallarten die Orte der Atome ermittelt, und zwar dergestalt, daß man für jedes chemische Element der Kristallart die Orte seiner Atome festzustellen vermochte.

Auf Grund dieser Feststellung läßt sich bei bekannter Symmetrie der Kristallart für jedes ihrer Atome eine „Minimalsymmetrie" ableiten. Es muß sich nämlich jede homogene, d. h. räumlich periodische, Struktur einer Kristallart, deren Symmetriegruppe bekannt ist, einer und nur einer der 230 Schoenfliesschen Raumgruppen zuordnen lassen; daher hat man lediglich die das Atom treffenden Symmetrieelemente der Raumgruppe aufzusuchen; diese Symmetrieelemente ergeben die „Minimalsymmetrie" des Atoms. Diese minimale Atomsymmetrie muß, wie sich zeigen läßt, stets mit einer der 32 kristallographischen Symmetriegruppen identisch und überdies eine Untergruppe der Raumgruppe des Kristalls sein.

Die Tabelle I kennzeichnet die Symmetriegruppe (Nomenklatur-Liebisch) und die Raumgruppe (Nomenklatur-Schoenflies) einiger Kristallarten sowie die Symmetriegruppen (Minimalsymmetrien) ihrer Atome.

Wie man aus Tabelle I ersieht, ist die minimale Atomsymmetrie eines und desselben chemischen Elements in verschiedenen Kristallarten im allgemeinen verschieden. Ob auch die „wahre" Atomsymmetrie eines chemischen Elements, die höher als die „minimale" sein kann, zu variieren vermag, läßt sich auf Grund der bisherigen Daten noch nicht sicher entscheiden.

Mischkristalle von $NaCl$ und KCl würden eine Variabilität der wahren Atomsymmetrie von Na, K oder Cl beweisen.

Ist die wahre mit der minimalen Symmetrie identisch, so bestehen unter den O-Atomen und den C-Atomen des Kalkspates, unter den N-Atomen des Natronsalpeters und unter den K-Atomen und Cl-Atomen des Sylvins je zwei Sorten, die einander spiegelbildlich gleich, aber nicht kongruent, also enantiomorph sind.

Den oben abgeleiteten Minimalsymmetrien der Atome hat sich u. a. jede Hypothese über die Verteilung der Elektronen in Kristallen anzupassen. J. Stark[1]) glaubt die Existenz von Molekülen in Kristallen mittels seiner Valenzhypothese retten zu können, indem er die Na- und die Cl-Atome des Steinsalzes in der Braggschen Weise anordnet und annimmt, daß je ein Cl-Atom von je einem der 6 nächsten Na-Atome ein Elektron an sich gerissen habe, so daß je ein Cl-Ion mit je einem Na-Ion ein Molekül bilde. Dann besäße aber, wie auch Starks Fig. 57 zeigt, das Cl-Ion keine vierzähligen Drehungsachsen, während es nach unserer Tabelle I drei solche notwendigerweise besitzen muß.

1) J. Stark, Prinzipien der Atomdynamik **3**, 195, 1915.

Tabelle I.

Kristallart	Symmetriegruppe der Kristallart	Raumgruppe der Kristallart	Symmetriegruppen (Minimalsymmetrien) der Atome											
			Na	*K*	*Ca*	*Mg*	*Zn*	*Fe*	*C*	*N*	*O*	*S*	*F*	*Cl*
Diamant C	regulär holoedr.	$\mathfrak{O}_h^7$							regulär tetraedr.					
Flußspat $Ca F_2$	"	$\mathfrak{O}_h^5$			regulär holoedr.								regulär tetraedr.	
Steinsalz $Na Cl$	"	"	regulär holoedr.											regulär holoedr.
Sylvin $K Cl$	regulär plagiedr.	$\mathfrak{O}^3$		regulär plagiedr.										regulär plagiedr.
Zinkblende $Zn S$	regulär tetraedr.	$\mathfrak{T}_d^2$					regulär tetraedr.					regulär tetraedr.		
Schwefelkies $Fe S_2$	regulär pentagonal	$\mathfrak{T}_h^6$ [1]						rhomboedr. tetartoedr.				ogdoedr.		
Natronsalpeter $Na NO_3$	rhomboedr. hemiedr.	$\mathfrak{D}_{3,d}^6$	rhomboedr. tetartoedr.							trapezoedr. tetartoedr.	monoklin hemimorph			
Eisenspat $Fe CO_3$	"	"						"	trapezoedr. tetartoedr.		"			
Zinkspat $Zn CO_3$	"	"					rhomboedr. tetartoedr.		"		"			
Kalkspat $Ca CO_3$	"	"			rhomboedr. tetartoedr.				"		"			
Magnesit $Mg CO_3$	"	"				rhomboedr. tetartoedr.			"		"			
Dolomit $Ca Mg (CO_3)_2$	rhomboedr. tetartoedr.	$\mathfrak{C}_{3,i}^2$			"	"			ogdoedr.		triklin hemiedr.			

1) Diese Raumgruppe hat Herr Schoenflies mir gütigst mitgeteilt; sie entspricht in der Tat genau der von W. L. Bragg (Proceed. Roy. Soc., London **89**, 477, 1914) ermittelten Struktur des Schwefelkies.

II. Gleichartigkeit und Ungleichartigkeit der Atome.

Irgend zwei Atome eines Kristalls rechne ich zu einer und derselben „Atomart" stets dann und nur dann, wenn das eine in der gleichen Weise von den übrigen Atomen umgeben ist wie das andere, oder — gruppentheoretisch ausgedrückt — wenn das eine Atom durch eine Operation der dem Kristall eigentümlichen Raumgruppe mit dem andern Atom zur Deckung gebracht wird. Diese Raumgruppe ist aber stets dann eindeutig bestimmt, wenn die Symmetriegruppe des Kristalls bekannt ist und für jedes seiner chemischen Elemente die Orte der Atome experimentell ermittelt sind.

Die Zahl der soeben definierten Atomarten einer Kristallart ist keineswegs immer durch die chemische Konstitutionsformel oder Strukturformel gegeben. So würde die Formel des Kalziumkarbonats $Ca\!<\!{}^{O}_{O}\!>\!C=O$ zwei Atomarten O im Kalkspat erwarten lassen, deren eine doppelt so viele O-Atome umfaßt als die andere, was wir durch das Schema $3O=2O+O$ ausdrücken wollen. Dagegen wird durch die Raumgruppe des Kalkspates jedes O-Atom in jedes andere O-Atom übergeführt, so daß alle O-Atome gleichartig sind, was als Schema $3O=3O$ ergibt.

Ganz allgemein läßt sich für jede der 32 Symmetriegruppen angeben, wieviele gleichartige Atome in dem Elementarparallelepiped der ihr isomorphen Raumgruppen liegen können. Ist M die Flächenzahl der allgemeinsten Kristallform einer Symmetriegruppe, so muß die Zahl gleichartiger Atome innerhalb jedes Elementarparallelepipeds gleich irgendeinem ganzzahligen Faktor μ von M sein, einschließlich $\mu=1$ und $\mu=M$. Gleichartige Atome müssen nämlich „gleichwertige Punkte" der Raumgruppe innehaben; die Zahl gleichwertiger Punkte ist aber innerhalb jedes Elementarparallelepipeds gleich $\mu=\frac{M}{N}$, wo N die „Wertigkeit"[1]) der betreffenden Punkte bedeutet und irgendein ganzzahliger Faktor von M, einschließlich 1 und M, ist; folglich ist auch μ irgendein ganzzahliger Faktor von M, einschließlich 1 und M. Die chemische Formel des Elementarparallelepipeds ist aber diejenige der Kristallart. Ist nun die chemische Formel einer Kristallart $A_{m_1}B_{m_2}C_{m_3}\ldots\ldots$ und sind die möglichen μ-Werte ihrer Symmetriegruppe $\mu_1, \mu_2, \ldots\ldots$, so können in der Kristallart z. B. die m_1-Atome des Elements A nur dann gleichartig sein, wenn m_1 gleich einem jener μ-Werte ist.

1) Vgl. A. Johnsen, Zentralbl. f. Mineralogie usw. 334, 1915, wo diese Bezeichnung eingeführt ist; der Begriff ist erfunden von A. Schoenflies, Zeitschr. f. Kristallogr. **54**, 563, 1915.

Die folgende Tabelle II gibt für jede der 32 Symmetriegruppen die möglichen Werte von $\mu=\frac{M}{N}$.

Tabelle II.

Kristallsystem	Symmetriegruppe	$\mu=\frac{M}{N}$
regulär	holoedrisch	48, 24, 16, 12, 8, 6, 4, 3, 2, 1
	tetraedr. hemiedr.	24, 12, 8, 6, 4, 3, 2, 1
	pentagonal hemiedr.	"
	plagiedr. hemiedr.	"
	tetartoedrisch	12, 6, 4, 3, 2, 1
hexagonal	holoedrisch	24, 12, 8, 6, 4, 3, 2, 1
	trapezoedr. hemiedr.	12, 6, 4, 3, 2, 1
	hemimorph hemiedr.	"
	pyramidal hemiedr.	"
	trigonal hemiedr.	"
	rhomboedr. hemiedr.	"
	rhomboedr. tetartoedr.	6, 3, 2, 1
	trigonal tetartoedr.	"
	hemimorph tetartoedr. I	"
	" " II	"
	trapezoedr. tetartoedr.	"
	ogdoedrisch	3, 1
tetragonal	holoedrisch	16, 8, 4, 2, 1
	trapezoedr. hemiedr.	8, 4, 2, 1
	pyramidal hemiedr.	"
	hemimorph hemiedr.	"
	sphenoidisch hemiedr.	"
	sphenoidisch tetartoedr.	4, 2, 1
	hemimorph tetartoedr.	"
rhombisch	holoedrisch	8, 4, 2, 1
	hemiedrisch	4, 2, 1
	hemimorph	"
monoklin	holoedrisch	4, 2, 1
	hemiedrisch	2, 1
	hemimorph	"
triklin	holoedrisch	2, 1
	hemiedrisch	1

Beispiele für Tabelle II:

1. In dem kristallisierten Phosphorpentachlorid $= PCl_5$ können nicht alle Cl-Atome gleichartig sein, da $\mu=5$ in keiner Symmetriegruppe existiert.

2. Im Eisenvitriol $= FeSO_4 \cdot 7\,H_2O$ können nicht alle 7 O-Atome seines Kristallwassers gleichartig sein, da $\mu=7$ in keiner Symmetriegruppe existiert.

3. Aragonit $= CaCO_3$ gehört in die rhombisch holoedrische Symmetriegruppe, wo $\mu=8$, 4, 2 oder 1. Also können seine drei O-Atome im Gegensatz zu denjenigen des mit ihm isomeren Kalkspates nicht alle gleichartig sein.

Mögliche Schemata: $3\,O = 2\,O + O$ oder $3\,O = O + O + O$.

4. $Zr\,F_4 \cdot 3\,H_2O$ gehört in die triklin holoedrische Symmetriegruppe, wo $\mu = 2$ oder 1. Also können nicht alle 4 F-Atome gleichartig sein. Mögliche Schemata: $4\,F = 2\,F + 2\,F$ oder $4\,F = 2\,F + F + F$ oder $4\,F = F + F + F + F$.

5. Luteokobaltchlorid wird von A. Werner formuliert $[Co\,(NH_3)_6]\,Cl_3$; da es zur monoklin holoedrischen Symmetriegruppe gehört, wo $\mu = 4$, 2 oder 1, so können die 6 N-Atome nicht sämtlich gleichartig sein. Mögliche Schemata: $6\,N = 4\,N + 2\,N$ oder $6\,N = 4\,N + N + N$ oder $6\,N = 2\,N + 2\,N + 2\,N$ oder $6\,N = 2\,N + 2\,N + N + N$ oder $6\,N = 2\,N + N + N + N + N$ oder $6\,N = N + N + N + N + N + N$.

6. $W\,Cl_6$ gehört zu einer regulären Symmetriegruppe; also ist $\mu = 6$ möglich, d. h. alle 6 Cl-Atome können gleichartig sein.

Kiel, Mineral. Institut.

(Eingegangen 12. Juli 1915.)

Über die β-Strahlen von RaD und das Absorptionsgesetz der β-Strahlen.

Von Lise Meitner.

Die β-Strahlen von $Ra\,D$ wurden im Jahre 1911 auf photographischem Wege nachgewiesen[1]). Ihr magnetisches Spektrum besteht im wesentlichen aus zwei Banden von 0,39 und 0,33 Lichtgeschwindigkeit. Vorher hatte $Ra\,D$ für strahlenlos gegolten, da elektroskopische Nachweise der β-Strahlen nicht gelungen waren. Die kleine Geschwindigkeit der β-Strahlen und die damit notwendig verknüpfte geringe Durchdringungsfähigkeit erklären dies zur Genüge. Es wurden eben zur Untersuchung immer verschlossene Elektroskope verwendet, um die Wirkung der α-Strahlen (des Poloniums) auszuschließen. An die Möglichkeit, daß diese β-Strahlen viel weniger durchdringend sein könnten als α-Strahlen, wurde gar nicht gedacht. Die in der Literatur über den voraussichtlichen Absorptionskoeffizienten der β-Strahlen von $Ra\,D$ in Aluminium gemachten Angaben sind alle unrichtig. Beispielsweise gab Kovarik aus Absorptionskurven, die mit den β-Strahlen von $Ra\,D + E$ aufgenommen waren, für $Ra\,D$ den Absorptionskoeffizienten zu 130 cm^{-1} an. Daß der wirkliche Wert wegen der geringen Geschwindigkeit der Strahlen in einer ganz anderen Größenordnung liegen muß, wurde schon gelegentlich des photographischen Nachweises der $Ra\,D$ β-Strahlen betont[2]). Gleichwohl ist derselbe Wert 130 auch in dem Rutherfordschen Lehrbuch von Jahre 1913 angeführt.

Es schien daher nicht ohne Interesse zu versuchen, die β-Strahlen von $Ra\,D$ unter Berücksichtigung ihrer voraussichtlich sehr kleinen Durchdringungsfähigkeit elektroskopisch nachzuweisen, und ihre Absorption in Aluminium zu messen. Die Messung mußte, wenn sie Erfolg bringen sollte, in einem offenen, sogenannten α-Elektroskop vorgenommen werden, bei welchem sich die aktive Substanz in der Ionisierungskammer selbst befindet, so daß die Strahlen direkt in dieselbe eintreten. Diese Anordnung bietet auch den Vorteil, daß Streuung der Strahlen keine Fehler in den Absorptionsmessungen bedingt.

Es läge nahe, um von den α-Strahlen des Poloniums unabhängig zu sein, die Untersuchung der β-Strahlen von $Ra\,D$ im Magnetfeld auszuführen. Elektroskopische Untersuchungen im Magnetfeld erfordern aber sehr starke Strahlungsquellen. Da ein $Ra\,D$-Präparat von der Stärke, wie es hierzu nötig gewesen wäre, nicht zur Verfügung stand, mußte von der Benutzung der spektralen Zerlegung im Magnetfeld abgesehen werden.

Es kam also darauf an, $Ra\,D$ frei von seinen Zerfallsprodukten und außerdem in sehr dünner Schicht herzustellen, um den langsamen β-Strahlen den Austritt zu ermöglichen.

Die Zerfallsprodukte des $Ra\,D$ sind das β-strahlende $Ra\,E$ und das aus diesem entstehende α-strahlende $Ra\,F$ (Polonium). $Ra\,D$ besitzt die chemischen Eigenschaften des Bleies, $Ra\,E$ die des Wismuts, während Polonium ein selbständiges chemisches Element darstellt, das ein höheres Homologes des Tellurs ist.

Als Ausgangsmaterial für die nachfolgenden Versuche diente ein $Ra\,D$-Präparat, das aus einer alten starken Radiumlösung durch Abscheiden mit Spuren von Blei und mehrfaches Umfällen vor längerer Zeit gewonnen worden war. Es enthielt natürlich die Gleichgewichtsmenge an $Ra\,E$ und beträchtliche Mengen Polonium.

Besondere Sorgfalt mußte der Abtrennung des Poloniums zugewendet werden, da die α-Strahlen viel stärker ionisieren als die β-Strahlen, so daß selbst 1—2 Proz. der α-Strahlen des Poloniums schon die ganze $Ra\,D$ β-Strahlung überdeckten.

Die Reinigung des Präparats wurde in folgender Weise vorgenommen. Das $Ra\,D$ wurde in verdünnter Salpetersäure gelöst, mit einer geringen Menge wäßriger Lösung von telluriger Säure versetzt und das Tellur mit Zinnchlorür gefällt. Dabei fällt nach Marckwald das Polonium mit aus. Mit dem Filtrat wurde in

1) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, diese Zeitschr. **12**, 378, 1911.

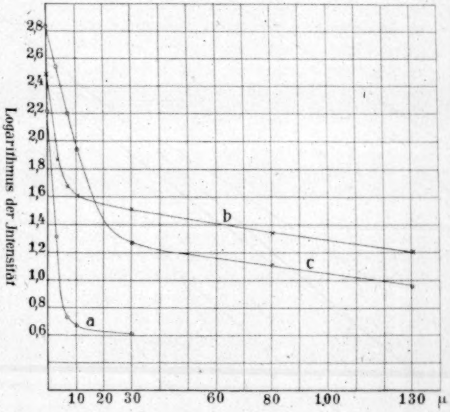
2) v. Baeyer, Hahn u. Meitner, l. c.

derselben Weise verfahren und dieser Vorgang mehrmals wiederholt, bis die zuletzt erhaltenen Filter nur mehr eine verschwindend kleine α-Aktivität zeigten. Nebenbei bemerkt, geht bei diesen Fällungen auch der größte Teil des *RaE* in den Niederschlag, doch wird dasselbe auch wieder wegen seiner kurzen Lebensdauer im Filtrat rasch nachgebildet. Bei der Trennung von *RaD* und *RaE* muß man daher auf rasches Arbeiten bedacht sein.

In dem poloniumfreien Filtrat wurde nun eine Schwefelwasserstoffällung gemacht, dann mittels gelben Schwefelammonium eine Blei-Zinntrennung ausgeführt, wobei das Blei bekanntlich ungelöst bleibt. Diese geringe Bleimenge enthielt das *RaD*. Es wurde in Salpetersäure gelöst, mit etwas Eisenchlorid versetzt und dieses mit Ammoniak partiell gefällt, dabei fällt das *RaE* aus. Dieser Prozeß wurde wieder solange wiederholt, bis die erhaltenen Eisenfällungen inaktiv waren. Im Filtrat der letzten Eisenfällung wurde dann das Blei gefällt. Es ergab sich ein fast unsichtbarer Niederschlag, der, wie die Messungen zeigten, wirklich frei von *RaE* und *RaF* war. Die verwendete Reinigungsmethode ist sehr geeignet, wenn es sich darum handelt, *RaD* quantitativ frei von seinen Zerfallsprodukten zu erhalten, dagegen nicht brauchbar, wenn man etwa *RaE* frei von *RaD* herstellen wollte. Bei den Fällungen des Eisens wird nämlich auch immer etwas *RaD* mitgerissen.

Das abfiltrierte *RaD* wurde auf dem Filter rasch getrocknet und dann das Filter mit Spuren von Klebewachs auf einem Aluminiumblech befestigt, das dieselbe Größe hatte, wie die beiden Kondensatorplatten der Ionisierungskammer des α-Elektroskops. Dadurch wurde auch die Reflexion an den absorbierenden Aluminiumschichten, die neben der Absorption eine Intensitätsabnahme der Strahlung bedingt, wenigstens teilweise kompensiert[1]). Auf die untere geerdete Platte des Elektroskops wurde das Präparat gebracht. Darüber wurden zwei etwa 1 mm dicke Aluminiumringe gelegt, zwischen welche die absorbierenden Folien eingeschoben werden konnten. Als absorbierende Folien diente Aluminium von 3,5 μ Dicke. Die Folien waren sorgfältig lochfrei ausgesucht. Die Dicke wurde durch Auswägen bestimmt.

Das Resultat der Messungen zeigt Kurve *a* der Figur. Als Abszissen sind die Dicken der Aluminiumfolien in μ, als Ordinaten die Logarithmen der Intensität aufgetragen. Die Kurve *a* läßt einen anfänglich sehr steilen Abfall erkennen, der durch die Absorption der *RaD* β-Strahlen bedingt ist. Durch 3,5 μ Aluminium werden bereits 80 Proz. der Strahlung absorbiert. Die nach Durchgang von 10,5 μ Aluminium noch vorhandene Strahlung gehört dem *RaE* an, dessen Nachbildung während der Dauer der Messung, die etwa eine Stunde in Anspruch nahm, sich schon bemerkbar macht. Sie betrug rund 2 Proz. der gesamten Strahlung.



Daß das *RaD*-Präparat ursprünglich praktisch frei von seinen Zerfallsprodukten war, wurde durch Verfolgung der Anstiegskurven über längere Zeit kontrolliert. Die β-Strahlung von *RaE*, in einem β-Elektroskop gemessen, zeigte einen vom Werte Null ausgehenden Anstieg, die α-Strahlung (im α-Elektroskop gemessen) war nach 3 Monaten bereits mehr als 1000mal stärker geworden. Beide Tatsachen beweisen, daß *RaE* und *RaF* ursprünglich quantitativ abgetrennt waren und die gemessene langsame β-Strahlung wirklich dem *RaD* angehört.

Dieser Punkt wurde weiter dadurch kontrolliert, daß noch zwei Absorptionskurven aufgenommen wurden, die eine etwa 18 Stunden nach der Kurve *a*, die zweite etwa 70 Tage später. Nach 18 Stunden sind an *RaE* rund 10 Proz. der Gleichgewichtsmenge nachgebildet, während von Polonium in derselben Zeit nur etwa 0,2 Proz. entstehen. Nach 70 Tagen ist *RaE* mit *RaD* im Gleichgewicht und Polonium zu 30 Proz. nachgebildet.

Die nach 18 Stunden ausgeführten Absorptionsmessungen sind in der Kurve *b* der Figur wiedergegeben. Würden die langsamen β-Strahlen von *RaE* herrühren, so müßte die Kurve *b*, abgesehen von einer Parallelverschie-

1) A. F. Kovarik, Phil. Mag. **20**, 865, 1910.

bung durch die Intensitätszunahme, denselben Verlauf zeigen wie die Kurve *a*. Tatsächlich ist das nicht der Fall, sondern der anfängliche steile Abfall ist merkbar geringer, weil er eben schon teilweise durch die viel durchdringenderen Strahlen von *RaE* überdeckt wird. In der nach 70 Tagen aufgenommenen Kurve *c* ist die *RaD*-Strahlung neben der starken α-Strahlung des Poloniums überhaupt nicht mehr nachweisbar. Die nach Durchdringung von 30,5 μ übrigbleibende Strahlung gehört in beiden Fällen dem *RaE* an, daher verlaufen auch die Kurven *b* und *c* in diesen Teilen parallel. Die α-Strahlung von Polonium ist, wie die Kurven deutlich erkennen lassen, viel durchdringender, wie die β-Strahlen von *RaD*.

Nimmt man an, daß die Absorption angenähert nach dem Gesetz erfolgt $J_x = J_0 \cdot e^{-\lambda x}$ und berechnet aus der Kurve *a* den Wert λ, so ergibt sich $\lambda = 5700\ \mathrm{cm}^{-1}$. Aus der Kurve *b* berechnet sich der Wert zu $5400\ \mathrm{cm}^{-1}$. Das Mittel aus beiden ergibt $\lambda = 5550\ \mathrm{cm}^{-1}$. Diesem Wert kann nur eine Genauigkeit bis zu etwa 10 Proz. zugesprochen werden, da die verwendete Dickenbestimmung der Aluminiumfolien keine größere Genauigkeit zuläßt.

Die β-Strahlen von *RaD* bestehen, wie schon erwähnt, aus zwei Gruppen ungefähr gleicher Intensität, mit den Geschwindigkeiten 0,39 und 0,33 Lichtgeschwindigkeit. Man kann also in erster Annäherung annehmen, daß man in den *RaD* β-Strahlen Strahlen der mittleren Geschwindigkeit von 36 Proz. Lichtgeschwindigkeit vor sich hat. Die ausgeführten Absorptionsmessungen ergeben dann, daß β-Strahlen von 0,36 Lichtgeschwindigkeit in Aluminium einen Absorptionskoeffizient von rund $5500\ \mathrm{cm}^{-1}$ besitzen.

Es ist nun ganz interessant, daß Absorptionsmessungen an Kathodenstrahlen von 0,36 Lichtgeschwindigkeit von A. Becker[1]) vorliegen, die zu einem mit dem hier erhaltenen Wert übereinstimmenden Resultat geführt haben.

Becker bediente sich bei seiner Untersuchung der elektrischen Auffangemethode. Die Geschwindigkeit der von ihm verwendeten Kathodenstrahlen gibt er zu 37 Proz. Lichtgeschwindigkeit an, wobei er sie aber aus dem Entladungspotential nach der einfachen Formel $eV = m\frac{v^2}{2}$ berechnete. Legt man der Rechnung die zuerst von Planck[2]) angegebene genaue Formel für die Energie zugrunde, so erhält man für die Geschwindigkeit der von Becker benutzten Kathodenstrahlen fast genau den Wert 0,36 Lichtgeschwindigkeit. Als Absorptionskoeffizient in Aluminium erhält Becker, wenn die Reflexionsvorgänge unberücksichtigt bleiben, was bei den vorstehenden Absorptionsmessungen auch der Fall ist, den mittleren Wert 5067, also rund $5100\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Die Übereinstimmung dieses Wertes mit dem vorstehend nach der Ionisierungsmethode für β-Strahlen gefundenen zeigt, daß die Aufladungsmessungen und Ionisierungsmessungen zu den gleichen Ergebnissen führen, was für schnelle β-Strahlen von Makower[1]) schon vor längerer Zeit auf direkt experimentellem Wege bewiesen wurde. Dieses Resultat scheint zunächst nicht gut verständlich, weil ja Aufladungsmessungen von der Geschwindigkeit der verwendeten Strahlen unabhängig sind, während bei den Ionisierungsmessungen sich die Änderung der Geschwindigkeit der Strahlen, die sie beim Durchdringen der absorbierenden Schichten erfahren, bemerkbar machen muß. Indes ist, wie weiter unten gezeigt werden soll, die Abnahme der Geschwindigkeit der Strahlen bei der Absorption relativ klein gegenüber der gesamten Intensitätsabnahme.

Das Absorptionsgesetz der β-Strahlen.

Die Absorption der β-Strahlen in Materie ist ein komplizierter Vorgang, der neben der eigentlichen Absorption noch Reflexion, Streuung der Strahlen und Änderung ihrer Geschwindigkeit umfaßt. Es ist bisher auch nicht möglich gewesen, eine Theorie zu formulieren, die alle diese Vorgänge berücksichtigt. Indes scheint das vorliegende Untersuchungsmaterial wenigstens die Beantwortung einer Frage zu gestatten, die bisher immer unentschieden gelassen worden war. Die Frage nämlich, ob ein β-Teilchen durch einen Zusammenstoß mit einem Atom plötzlich aufgehalten werden kann oder ob jedes Teilchen infolge vieler aufeinander folgender Zusammenstöße allmählich seine Geschwindigkeit verliert.

Wenn die letztere Annahme zutrifft, so müssen homogene β-Strahlen nach ihrem Durchgang durch Materie ein inhomogenes Strahlenbündel bilden, das neben der ursprünglichen Geschwindigkeit ein breites Spektralgebiet langsamerer Geschwindigkeiten enthält. Tatsächlich aber zeigen die Untersuchungen an im Magnetfeld spektral zerlegten β-Strahlen, daß alle Strahlen derselben Spektralbande beim Durchdringen von Materie eine Geschwindigkeitsänderung erleiden, und zwar alle die gleiche Geschwindigkeitsänderung oder jedenfalls sehr nahezu die gleiche. So finden sich in der diesbe-

1) A. Becker, Ann. d. Phys. (4) **17**, 381—470, 1905.
2) M. Planck, diese Zeitschr. **7**, 753, 1906.

1) Makower, Phil. Mag. **17**, 171, 1909.

züglichen Arbeit von O. v. Baeyer[1]) photographische Aufnahmen zweier β-Strahlenlinien von 0,634 und 0,716 Lichtgeschwindigkeit (die dem *ThB* angehören), einmal wenn die Strahlen direkt die photographische Platte trafen, sodann wenn sie erst durch Aluminium von 0,022 mm bzw. 0,044 mm Dicke hindurchgingen. Die Aufnahme, die dem Durchdringen von 0,022 mm Aluminium entspricht, zeigt die beiden β-Strahlenlinien in fast unverminderter Schärfe in ihrer Gesamtheit nach der Seite der langsameren Strahlen verschoben. In der Aufnahme, die 0,044 mm Aluminium entspricht, erscheinen die beiden Linien zwar auch im ganzen deutlich nach der Seite abnehmender Geschwindigkeit verschoben, doch sind die Streifen schon etwas verbreitert und ihre Ränder verwaschen. Das mag, wie O. v. Baeyer betont, zum Teil daran liegen, daß die β-Strahlen die Aluminiumschicht teilweise schief durchdringen und dadurch verschiedene Strecken in dem Aluminium zurücklegen, und daß außerdem die Strahlungsquelle durch Bedecken mit Aluminiumschicht infolge der Streuung der β-Strahlen verbreitert wird, wodurch natürlich auch eine Verbreiterung der β-Strahlenbande bewirkt wird. Wäre die Absorption im wesentlichen die Wirkung einer durch zahlreiche Zusammenstöße herbeigeführten allmählichen Vernichtung der Geschwindigkeit, so müßten gerade die ganz kleinen Geschwindigkeiten im Spektrum der durchgehenden Strahlen sehr stark vertreten sein. Denn der oben erwähnte Umstand, daß die Absorptionskurven, die durch Ionisationsmessungen gewonnen wurden, keine merkbaren Unterschiede ergaben gegenüber den nach der Aufladungsmethode erhaltenen, beweist, daß die Intensitätsabnahme der Strahlen beim Durchgang durch Materie wesentlich durch Steckenbleiben der β-Teilchen in der Materie, also durch Teilchen, die ihre Geschwindigkeit soweit verloren haben, daß sie nicht mehr austreten können, bedingt sein muß. Da von β-Strahlen von 0,632 Lichtgeschwindigkeit durch 0,022 mm Aluminium mindestens 40 Proz. absorbiert werden (was die Absorptionskurve des *ThB* lehrt), so müßte ein beträchtlicher Teil der durchgehenden Strahlung sehr kleine Geschwindigkeiten aufweisen. In Wirklichkeit aber gehen die Strahlen durch 0,022 mm Aluminium in fast unverminderter Homogenität mit der gemeinsamen Geschwindigkeit von 60,1 Proz. Lichtgeschwindigkeit durch[2]).

Noch viel auffallender werden diese Verhältnisse, wenn man zu Strahlen kleinerer Geschwindigkeit übergeht. Nach den Messungen von O. v. Baeyer[1]) wird die Geschwindigkeit der β-Strahlen von 37 Proz. Lichtgeschwindigkeit bei Durchgang durch 0,0039 mm Aluminium auf 33,4 Proz. Lichtgeschwindigkeit heruntergesetzt. Die vorstehend beschriebenen β-Strahlen von *RaD* besitzen eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 36 Proz. Lichtgeschwindigkeit und erfahren beim Durchdringen von 0,0039 mm Aluminium eine Intensitätsänderung von 90 Proz., d. h. 90 Proz. aller einfallenden Strahlen verlieren im Aluminium ihre Geschwindigkeit, so daß sie nicht mehr austreten können. Die durchgehenden 10 Proz. müßten also, wenn die Absorption ein statistischer Vorgang der erwähnten Art wäre, zum großen Teil sehr kleine Geschwindigkeiten haben. In Wirklichkeit weicht aber die Geschwindigkeit nur um etwa 10 Proz. von der ursprünglichen ab.

Man kann hieraus wohl schließen, daß die Absorption nicht in einer allmählichen Geschwindigkeitsvernichtung durch zahlreiche aufeinander folgende Zusammenstöße bestehen kann. Vielmehr legt die erwähnte Gleichwertigkeit der Ionisierungs- und Aufladungsmethode und die Art der Geschwindigkeitsänderung der durchgehenden Strahlen die Annahme nahe, daß die β-Teilchen unter gewissen Umständen durch einen einzigen Zusammenstoß mit einem Atom bzw. durch Eindringen in das Atom ihre Geschwindigkeit verlieren. Sieht man zunächst von der Geschwindigkeitsänderung der durchgehenden Strahlen ab und betrachtet als maßgebend für den Absorptionsvorgang nur diejenigen β-Teilchen, die so viel an ihrer Geschwindigkeit verlieren, daß sie nicht mehr austreten können, so kann man sich von der Absorption folgendes Bild machen:

Diejenigen β-Teilchen, welche dem Atomkern bis zu einer bestimmten Entfernung a nahe kommen, werden im Atom festgehalten und bewirken dabei indirekt die experimentell festgestellte Aufladung des absorbierenden Materials. Die Größe a wird einerseits von der Geschwindigkeit der β-Strahlen, anderseits von der Natur des absorbierenden Körpers abhängen.

Die mittlere freie Weglänge l des β-Teilchens ist dann gleich $l = \frac{1}{N \pi a^2}$, wenn N die Zahl absorbierender Atome pro Kubikzentimeter bedeutet. Der Bruchteil der β-Teilchen, die in der Schichtdicke x des absorbierenden Materials keine Zusammenstöße dieser Art erleiden, ist $e^{-\frac{x}{l}}$, d. h. man gelangt so zu einem Ex-

1) O. v. Baeyer, diese Zeitschr. **13**, 485—489, 1912.
2) O. v. Baeyer, l. c.

1) O. v. Baeyer, l. c.

ponentialgesetz für die Absorption. Der Absorptionskoeffizient λ ist dabei gleich $N\pi a^2$.

Nun ist ja bekannt, daß die Absorption der β-Strahlen in Aluminium angenähert einem Exponentialgesetz genügt. Die dabei erhaltenen Absorptionskoeffizienten λ sind allerdings, da sie nicht auf Streuung und Reflexion der Strahlen korrigiert wurden, etwas größer als dem bloßen Absorptionsvorgang (Steckenbleiben der β-Strahlen in dem absorbierenden Atom) entspricht. Die Größenordnungen sind aber sicher richtig. Für die schnellsten β-Strahlen, deren Absorption in Aluminium untersucht wurde und die eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 96 Proz. Lichtgeschwindigkeit besitzen, hat λ den Wert 13 cm^{-1}. Die langsamsten β-Strahlen, für welche Absorptionsmessungen vorliegen, sind die in dieser Arbeit untersuchten β-Strahlen von *RaD*. Ihre mittlere Geschwindigkeit beträgt rund 36 Proz. Lichtgeschwindigkeit, ihr Absorptionskoeffizient in Aluminium $\lambda = 5500\ cm^{-1}$.

Da für Aluminium N den Wert $6 \cdot 10^{22}$ besitzt, so ergibt sich für $\lambda = 13$ die Größe $a = 8 \cdot 10^{-12}$ cm, für $\lambda = 5500$ $a = 1{,}7 \cdot 10^{-10}$ cm. β-Strahlen von etwa 96 Proz. Lichtgeschwindigkeit können also dem Atomkern von Aluminium bis auf $8 \cdot 10^{-12}$ cm nahekommen, bevor sie festgehalten werden; β-Strahlen von etwa 36 Proz. Lichtgeschwindigkeit werden bereits in $1{,}7 \cdot 10^{-10}$ cm Entfernung festgehalten.

Der wirkliche Absorptionsvorgang kann, da die durchgehenden Strahlen in dem absorbierenden Material einen Geschwindigkeitsverlust erleiden, nicht einem Exponentialgesetz gehorchen. Mit wachsenden Schichten muß λ wegen der abnehmenden Geschwindigkeit immer größer werden. Daß dieser Geschwindigkeitsverlust für alle Strahlen eines homogenen Strahlenbündels wenigstens angenähert derselbe ist, legt die Vermutung nahe, daß es sich auch bei diesem Vorgang um einen Atomvorgang handelt.

Die β-Strahlen der radioaktiven Substanzen sind nicht sehr zu einer exakten Feststellung des Absorptionsvorganges geeignet, weil sie mehrere Gruppen von β-Strahlen verschiedener Geschwindigkeiten aussenden. Blendet man schmale Linien im Magnetfeld aus, um auf diese Weise homogene Strahlen zu untersuchen, so machen sich die γ-Strahlen derart störend bemerkbar, daß sie Korrekturen an den gemessenen Werten von 30 Proz. und darüber erfordern. Man würde daher wahrscheinlich mit besserem Erfolg homogene Kathodenstrahlen heranziehen.

Zusammenfassung.

1. Die β-Strahlen von *RaD* werden elektroskopisch nachgewiesen und ihre Absorption in Aluminium gemessen. Sie stellen mit ihren Geschwindigkeiten von 0,33 bzw. 0,39 Lichtgeschwindigkeit die langsamsten β-Strahlen dar, die bisher elektroskopisch untersucht werden konnten. Für den Absorptionskoeffizienten in Aluminium wurde der Wert von rund 5500 cm^{-1} erhalten.

2. Es werden Gründe dafür angeführt, daß die Absorption (Steckenbleiben) der β-Strahlen in Materie nicht auf einer allmählichen Vernichtung der Geschwindigkeit durch zahlreiche aufeinander folgende Zusammenstöße mit den absorbierenden Molekülen beruhen kann. Die β-Teilchen dringen vermutlich in das Innere der absorbierenden Atome ein und werden daselbst unter gewissen Bedingungen festgehalten, d. h. sie verlieren ihre Energie durch einen einzigen Zusammenstoß.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 24. Juli 1915.)

Über die Verwendbarkeit des Selens zu Röntgenstrahlenenergiemessungen.

(Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von F. Voltz in No. 11 dieser Zeitschrift.)

Von Robert Fürstenau.

In obiger Arbeit kommt Voltz auf Grund einer Reihe von Messungen, welche er an einem „als für Röntgenstrahlenmessungen besonders geeignet bezeichneten“ Exemplar einer Selenzelle angestellt hat, zu dem Ergebnis, daß sich Selenzellen zu Röntgenstrahlenenergiemessungen nicht eignen. In dieser kategorischen Form setzt sich das Resultat in Widerspruch zu den sorgfältigen Messungen von Athanasiadis[1]), in welchen die gesetzmäßigen Beziehungen zwischen Belichtungsstärke und Widerstand von Selenzellen einwandfrei festgelegt sind. Da jedoch dieser Zusammenhang in Gestalt der Beziehung $J_0 = f(i^2)$ (J_0 Belichtungsstärke, i Stromstärke in der Selenzelle) von Voltz selbst der Konstruktion einer Beobachtungskurve (Fig. 5 seiner Arbeit) zugrunde gelegt wird, so soll das negative Resultat wohl nur besagen, daß der Autor den Seleneffekt als nicht **praktisch verwendbar** für Röntgenstrahlenenergiemessungen ansieht. Aber auch in diesem eingeschränkten Sinne gilt, wie ich nachstehend zeigen werde, das Voltzsche Ergebnis nur für

1) Athanasiadis, Wirkung der Röntgenstrahlen auf den elektrischen Widerstand des Selens; Ann. d. Phys. **27**, 890, 1908.

den von ihm benutzten Selenzellentypus, dessen spezielle Eigenschaften die Erklärung für die erhaltenen Messungswerte in sich schließen.

Eine ausführliche Darstellung aller bei der Einwirkung von Röntgenstrahlen auf das Selen beobachtbaren Erscheinungen wird in Kürze an anderer Stelle erscheinen. Gerade bei Selenmessungen führt die Beobachtung am einzelnen Exemplar zu keinen allgemein verwertbaren Schlüssen; man kommt zu ganz anderen Ergebnissen, wenn man seine Beobachtungen auf eine große Zahl von verschiedenartigen Einzelzellen ausdehnt, was meines Wissens bisher nur in bescheidenem Maße möglich gewesen ist. Ich habe nun Gelegenheit gehabt, in einer Reihe auch heute noch fortgesetzter Versuche über tausend verschiedene Selenzellen auf ihr Verhalten den Röntgenstrahlen gegenüber zu untersuchen, und ich habe gefunden, daß es sehr wohl möglich ist, einen Zellentypus herzustellen, der auch für technisch-praktische Röntgenstrahlenmessungen durchaus brauchbar ist. —

Der den Voltzschen Versuchen zugrunde liegende Zellentypus besitzt, wie Voltz zutreffend gefunden hat, die Eigenschaft, seinen Widerstand während unverändert gehaltener Bestrahlungsintensität zu ändern. Freilich erfolgt, was Voltz übersehen zu haben scheint, die Einstellung auf einen konstanten Widerstandswert (Bestrahlungswiderstand) schließlich doch, wenn auch erst nach längerer Bestrahlungszeit (15 bis 25 Minuten). Diese Zellen gehen also, vom Wert des Dunkelwiderstandes beginnend, zunächst ziemlich schnell auf kleinere Widerstandswerte herab, darauf setzt sich die Widerstandsverminderung von Minute zu Minute fortschreitend langsamer fort, und schließlich nähert sich der Widerstand asymptotisch demjenigen Grenzwert, welcher der Bestrahlungsintensität entspricht. Eine solche Zelle liefert mithin eine Widerstands-Zeitkurve, wie sie in Fig. 1 (I) wiedergegeben ist. Will man an Zellen dieser Art einwandfreie Messungen vornehmen, so muß man zur Ablesung entsprechend lange Zeit warten, wie dies z. B. Athanasiadis[1]) getan hat; nur dann erhält man verwertbare Ergebnisse. Die drei zeitlich nacheinander aufgenommenen, von verschiedenen Anfangsstromstärken ausgehenden Kurven, in welchen Voltz (Fig. 1 seiner Arbeit) die Abhängigkeit der die Zelle durchfließenden Stromstärke von der Zeit bei gleichbleibender Strahlungsintensität darstellt, und die eine voneinander abweichende Gestalt besitzen, geben nun direkt die Art und Weise wieder, in welcher sich, wie oben dargetan, der Widerstandswert seinem Endwert bei unveränderter Strahlenintensität nähert. Wenn man die Form der einzelnen Kurven betrachtet, liegt sogar der Rückschluß nahe, daß Kurve 1 die zuletzt aufgenommene darstellt, in welcher also, nach insgesamt ca. 15 Minuten der Widerstand asymptotisch seinem Endwert zustrebt. Diese Kurve nähert sich dementsprechend schon von der dritten Bestrahlungsminute an der X-Richtung wesentlich stärker als die beiden anderen Kurven. Die gleichen charakteristischen Unterschiede in der Kurvenform würde man auch dann erhalten, wenn man nicht, wie Voltz es tut, die drei Kurven mit gleicher Bestrahlungsintensität und lediglich abgeänderter Anfangsstromstärke aufnimmt, sondern sogar auch dann, wenn man etwa mit drei verschiedenen Strahlenintensitäten arbeiten würde. Denn jede Bestrahlung bewirkt bei dieser Selenzellenart für eine zeitlich bald darauf folgende neue Bestrahlung einen wesentlich beschleunigten Gang der Widerstandsänderung, mit anderen Worten: Jede Bestrahlung verringert die Trägheit der Zelle für die zeitlich darauf folgende Bestrahlung. Diese Tatsache geben die Voltzschen Kurven in lehrreicher Weise wieder; sie dürften übrigens noch von einem weiteren Faktor, welcher durch die Stromwärme hereinkommt, nicht unbeeinflußt geblieben sein. Es ist nicht vorteilhaft, bei derartigen Versuchen die Stromstärke in der Zelle auf mehr als höchstens 2 bis $5 \cdot 10^{-4}$ Ampère anwachsen zu lassen, weil sich sonst die Wirkungen der Jouleschen Wärme in Form von Widerstandsbeeinflussungen geltend machen und die Resultate verunreinigen. Die von Voltz aufgenommenen Kurven sind jedoch seiner Angabe gemäß mit Stromstärken von bis zu 30facher Stärke ($15 \cdot 10^{-3}$ Ampère) erhalten worden, weshalb ihre Beeinflussung durch thermische Wirkungen als sicher anzunehmen ist.

Das Zurückgehen der Zellen auf ihren Dunkelwiderstand nach Aufhören der Bestrahlung erfolgt erfahrungsgemäß, wofern man nicht eine sehr ausgedehnte Bestrahlungsdauer hat vorhergehen lassen, in gleichmäßiger Weise unabhängig davon, ob der der Bestrahlungsintensität entsprechende Widerstandswert bereits erreicht war oder nicht. Aus diesem Grunde weisen die in Fig. 2 der Voltzschen Arbeit wiedergegebenen Kurven untereinander gleichmäßige Gestalt auf. Lediglich bei vorangegangener **sehr ausgedehnter** Bestrahlungsdauer werden die höheren Widerstandswerte zeitlich später erreicht, und die völlige Wiedergewinnung des Dunkelwiderstandes beansprucht dann eine wesentlich längere Zeit als dies nach kürzerer Bestrahlungsdauer der Fall ist.

1) Athanasiadis, l. c.

Für praktisch-technische Messungen ist natürlich ein Zellentypus, welcher seinen Bestrahlungswiderstand erst nach 15 bis 20 Minuten gewinnt, und wie ihn Voltz seinen Messungen zugrunde gelegt hat, unbrauchbar. Es gelingt aber durch geeignete Wahl der Herstellungsmethode, Selenzellen zu bauen, bei welchen die Widerstands-Zeitkurve eine völlig andere Gestalt besitzt. Beispielsweise kann man den Zeitfaktor so völlig ausschalten, daß die Zelle unter dem Einfluß der Bestrahlung, wie es Fig. 1, Kurve II zeigt, momentan, d. h. im Bruchteil einer Sekunde, ihren Bestrahlungswiderstand annimmt. Auch dieser Zellentypus ist nun merkwürdigerweise für praktische Messungen nur wenig geeignet, da die Widerstandskurve bei gleichbleibender Strahlenintensität den in Fig. 1 (Kurve II) wiedergegebenen Verlauf nimmt. Es tritt, wie man sieht, das Umgekehrte wie früher ein, der Widerstand nimmt mit wachsender Zeit wieder zu, die Zelle zeigt beträchtliche Ermüdung. Durch passende Wahl der Herstellungsmethode gewinnt man jedoch einen Zellentypus, dessen Widerstandskurve (III) in Fig. 1 wiedergegeben ist. Der Widerstand nimmt, wie man sieht, bei konstanter Bestrahlung innerhalb sehr kurzer Zeit seinen Endwert an, um eine gewisse Zeit hindurch konstant zu bleiben und darauf in die Ermüdungskurve überzugehen[1]). Da innerhalb der für praktische Zwecke wünschenswerten Ablesungszeit einerseits der definitive Bestrahlungswiderstand bereits erreicht ist, andererseits sein Wert weit über diese Zeitdauer hinaus konstant bleibt, eignet sich dieser Zellentypus für die in der röntgenologischen Praxis vorkommenden Strahlenmessungen. Eingehende praktische Versuche haben dies in umfangreichstem Maße bestätigt.

Die oben angeführte Tatsache, daß jede Bestrahlung bei dem von Voltz benutzten Zellentypus die bei der darauffolgenden Bestrahlung zur Geltung kommende Trägheit ihrem Werte nach verringert, ist nun weiterhin die Ursache für den unregelmäßigen Verlauf sämtlicher übrigen Kurven der Voltzschen Arbeit. Gerade dadurch, daß „die Zeit zwischen den einzelnen Beobachtungen sehr gering war", kommt diese Trägheitsbeeinflussung zur Geltung, und die einzelnen Kurvenpunkte entsprechen mithin ganz willkürlich herausgegriffenen Punkten der Widerstandskurve I (Fig. 1 dieser Arbeit). Rückschlüsse irgendwelcher Art können somit aus dem Verlauf dieser Kurven nicht gezogen werden. Ich will trotzdem darauf hinweisen,

1) Eingehende Messungen über die Beziehungen zwischen Ermüdung, Trägheit usw. an Hand sehr umfangreichen Versuchsmaterials sollen demnächst veröffentlicht werden.

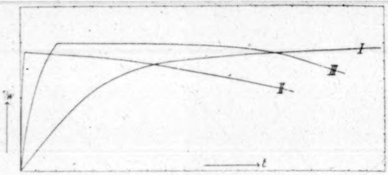


Fig. 1.

daß eine Abhängigkeit der Widerstandswerte von der Unterbrechungszahl (Voltz führt ihr Vorhandensein als Argument gegen die Selenmethode an) auf jeden Fall nachzuweisen sein muß, da die Strahlenintensität ohne weiteres von der Unterbrechungszahl abhängig ist (auch bei konstanter sekundärer Stromstärke). Also gerade, wenn sich eine derartige Abhängigkeit nicht am Selen ermitteln ließe, wäre dasselbe für Röntgenstrahlenenergiemessungen unbrauchbar. Diese Abhängigkeit ist jedoch vorhanden, wenn sie auch durch die Voltzsche Kurve (Fig. 4 und 5) aus den oben dargelegten Gründen nicht ihrem Werte nach richtig wiedergegeben wird.

Als Ergänzung zu vorstehenden Darlegungen gebe ich in nachstehender Fig. 2 die Resultate

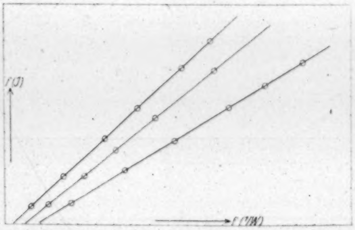


Fig. 2.

der an drei willkürlich gewählten Zellen des oben beschriebenen Typus (III) ausgeführten Messungen wieder. Als Ordinate ist eine passend gewählte Funktion der Strahlenintensität aufgetragen, als Abszisse eine entsprechende Funktion des Zellenwiderstandes. Wie man sieht, besteht eine gesetzmäßige Beziehung zwischen diesen Größen, wie man sie sich nicht genauer wünschen kann. Auch über diesen Punkt werden weitere umfangreiche Veröffentlichungen folgen; die in Fig. 2 wiedergegebenen Kurven sollen nur ein Bild der herrschenden außerordentlichen Gesetzmäßigkeit des Widerstandsverlaufs geben und die hieraus resultierende Eignung der Selenzelle zu Strahlenmessungen dartun.

Mit der Aufdeckung der Ursachen für die Form der von Voltz erhaltenen Kurven entfällt auch die von demselben, freilich ohne Anführung tatsächlicher Belege, geäußerte Vermutung, es handele sich um Sekundärstrahleneffekte. Über das Auftreten solcher und ihren eventuellen Einfluß auf die Messungsergebnisse liegt bislang noch kein Tatsachenmaterial vor, das geeignet wäre, zur Grundlage entscheidender Überlegungen oder Experimente gemacht zu werden. Jedoch lassen sich Tatsachen genug anführen, welche das Vorhandensein derartiger Effekte in praktisch merkbarer Weise negieren; für den vorliegenden Zweck genügt es, in dieser Beziehung auf den in Fig. 2 zu Tage tretenden gesetzmäßigen Verlauf der Widerstandskurven hinzuweisen, um die Unwahrscheinlichkeit des Vorhandenseins derartiger Effekte zu erkennen.

Zusammenfassung.

Der unregelmäßige Verlauf der von Voltz gewonnenen Widerstandskurven am Selen erklärt sich aus der Trägheit des von ihm benutzten Zellentypus, der Nachwirkung der vorangehenden Bestrahlung auf den bei der nächsten Bestrahlung zur Wirkung gelangenden Trägheitswert, sowie zum geringen Teil aus der übermäßigen Strombelastung der Zelle. Durch geeignete Wahl der Herstellungsmethode läßt sich ein Zellentypus erzeugen, der sich durch absolute Gesetzmäßigkeit seines physikalischen Verhaltens auszeichnet und sich zu praktischen Röntgenstrahlenenergiemessungen in hervorragender Weise eignet.

(Eingegangen 20. Juli 1915.)

Neuere Untersuchungen über den Halleffekt.

Historisch-kritische Bemerkungen zu den Arbeiten der Herren Corbino, Volterra, Bordenone[1]).

Von H. Zahn.

Die Herren Corbino, Volterra, Bordenone haben in den Sitzungsberichten der Akademie dei Lincei eine Reihe von Aufsätzen über die Erscheinungen an einer elektrisch durchströmten Metallplatte im Magnetfelde veröffentlicht. Die physikalischen Ergebnisse dieser Untersuchungen, die den Verfassern wohl neu erscheinen, sind indessen im wesentlichen schon in älteren Arbeiten enthalten, und zwar in solchen, die man mit als grundlegend für dieses Gebiet zu bezeichnen hat, nämlich in bekannten Abhandlungen von v. Ettingshausen und Nernst[1]) und von Boltzmann[2]). Da dieser Umstand den genannten Verfassern entgangen zu sein scheint, wiewohl die neuen Resultate, z. B. in das von Volterra[3]) gelegentlich zitierte Handbuch von Winkelmann übergegangen sind, möchte ich im folgenden einige Bemerkungen zu den in der Überschrift zitierten Arbeiten machen.

Hierbei möchte ich jedoch zuvor einer früheren Untersuchung von Corbino[4]) nähertreten, in der gleichfalls ein hierher gehöriger neuer Effekt elektronentheoretisch abgeleitet wird. Corbino betrachtet eine kreisförmige Wismutscheibe, die senkrecht von den Magnetkraftlinien durchsetzt wird; die Stromzu- und Stromableitung erfolgt im Mittelpunkte und längs des Umfangs der Platte durch gutleitende Kupferelektroden. Es sind daher die Äquipotentiallinien auch im Felde konzentrische Kreise, der Halleffekt kann sich hier also nur durch eine Beeinflussung der Stromlinien kundtun, die aus Radien im Felde zu logarithmischen Spiralen werden. Diese Erscheinung, die Corbino auf Grundlage der dualistischen Elektronentheorie herleitet, wobei er eine neue charakteristische Materialkonstante, das Differentialmoment der Ionen einführt, ist jedoch zuerst von Boltzmann in der erwähnten Abhandlung hergeleitet worden, der auch darauf hinwies, daß sich die Drehung der Stromlinien in einer Widerstandsvermehrung der Platte im Felde äußern müsse, die natürlich unabhängig von der gewöhnlichen Widerstandszunahme des Wismuts erfolgt. Diese Erscheinung ist bald darauf von v. Ettingshausen[5]) nachgewiesen worden, der auch den einfachen von Boltzmann gegebenen Zusammenhang zwischen Widerstandsvermehrung und Hallschem Rotationskoeffizienten quantitativ bestätigen konnte. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß die Voraussage dieses Effekts nicht an die dualistische Elektronentheorie gebunden ist, wie denn auch Adams[6]) — übrigens gleichfalls ohne Boltzmanns Arbeit zu kennen — Corbinos „elektromagnetischen" Effekt unitarisch ableitet und als mit dem Halleffekt identisch ansieht; die Er-

---

1) O. M. Corbino, Rend R. Acc. dei Lincei **24**, I, 213—219, 1915; V. Volterra, ebenda, 220—234, 289—303, 378—390, 534—543; G. F. Bordenone, ebenda, 336—341.

1) A. v. Ettingshausen u. W. Nernst, Wien. Ber. **94** (2), 560, 1886.
2) L. Boltzmann, Wien. Ber. **94** (2), 644, 1886.
3) l. c. 535.
4) Corbino, diese Zeitschr. **12**, 561, 1911.
5) v. Ettingshausen, Wien. Ber. **95** (2), 729, 1887.
6) E. P. Adams, Phil. Mag. **27**, 244, 1914.

klärung des Effekts ist überhaupt nicht an die Elektronentheorie gebunden.

Durch diesen Hinweis auf die älteren Untersuchungen von Boltzmann und v. Ettingshausen entfällt die Berechtigung, die Erscheinung als Corbinos elektromagnetischen Effekt zu bezeichnen, während der von Corbino erdachte elegante Nachweis durch die induzierten Ströme, welche die Tangentialkomponenten der bei Felderregung gedrehten Stromlinien in einer benachbarten Spule hervorrufen, sowie die übrigen von ihm angegebenen schönen Versuche durch meine Bemerkungen nicht berührt werden.

In seiner neuesten Abhandlung behandelt Corbino diesen Spezialfall nur beiläufig; er betrachtet vorwiegend das Problem der Potentialverteilung in Anordnungen, wo die Drehung der Äquipotentiallinien die vorwiegende oder ausschließliche Äußerung des Halleffekts ist. Die üblichen Ausgangsgleichungen werden in dualistisch elektronentheoretischer Schreibweise gegeben, sie führen in Verknüpfung mit der Kontinuitätsbedingung, genau wie auch bei Boltzmann, zur Differentialgleichung des Problems. Etwas wesentlich Neues bieten die ganzen Betrachtungen nicht. Erwähnt werde das Resultat, daß der experimentell angestrebte Fall, eine reine Drehung der Äquipotentiallinien zu erreichen, nur erhalten wird, wenn die Elektroden aus unendlich vielen punktförmig endenden Drähten aus schlecht leitendem Material gebildet werden, da bei der üblichen Anwendung von Primärelektroden aus breiten, gut leitenden Metallstreifen Veranlassung zu einem Ausgleich der Hallpotentiale gegeben wird. Auf diesen Punkt ist bei Besprechung der Arbeit von Bordenone zurückzukommen.

Zu Volterras ausgedehnten Untersuchungen über die gleiche Frage ist zunächst zu bemerken, daß er die schon erwähnten Ausgangsgleichungen als von Corbino herrührend bezeichnet, was nach dem Vorhergesagten unrichtig ist. Die weitere Behandlung des Problems geht in ihrer Ausführlichkeit wesentlich über die Untersuchungen Boltzmanns hinaus, wobei sie allerdings vorwiegend mathematisches Interesse bietet. Unter den Ergebnissen ist als eines der wichtigsten der Satz der Vertauschbarkeit der Primär- und Sekundärelektroden beim Halleffekt zu nennen, der schon von v. Ettingshausen und Nernst experimentell gefunden und von Boltzmann abgeleitet worden ist. Diese Tatsache wird von Volterra nicht erwähnt.

Bordenone hat schließlich zwei Folgerungen aus den vorgenannten Arbeiten experimentell untersucht. So konnte er Volterras „Reziprozitätssatz", d. h. den Satz von der Vertauschbarkeit der Elektroden neu bestätigen. Ferner behandelt er die von Corbino diskutierte Frage, daß der Halleffekt bei Anwendung streifenförmiger Primärelektroden zu klein gefunden werden muß. Der Nachweis dieser Tatsache ist in dem extremen Falle, den Bordenone anwandte, indem er die Plattenbreite größer als die Länge wählte, sehr augenscheinlich, er ist auch dann noch deutlich, wenn Bordenone seiner Meinung nach sich den üblichen Verhältnissen näherte durch Wahl quadratischer Platten. Daß schon v. Ettingshausen und Nernst[1]) diesbezügliche Untersuchungen angestellt und gefunden haben, daß ein Verhältnis der Länge zur Breite von 3 : 1 genügt, um den vollen Effekt zu erhalten, scheint demnach Bordenone und Corbino unbekannt zu sein. Die Schlüsse, daß die große Verschiedenheit in der Messung der Hallkoeffizienten auf eine unzulängliche Versuchsanordnung zurückzuführen sei, und daß hierdurch wichtige Konstanten der Elektronentheorie, zumal solche, die die positiven Ionen betreffen, erheblich gefälscht würden, sind wohl kaum aufrecht zu erhalten.

1) l. c. 564.

Kiel, im Juli 1915.

(Eingegangen 13. Juli 1915.)

Räumliche Darstellung durch Röntgenstrahlen.

Notiz zur gleichlautenden Veröffentlichung von Herrn Béla Alexander.

Von Paul Knipping.

Bei den Aufnahmen des Herrn Béla Alexander[1]) spielen die Röntgenstrahlen keine wesentliche Rolle. Das gleiche Resultat, nämlich die Raumtiefe auf dem Bilde, läßt sich auch mit Licht erzielen. Die Raumtiefe kann zum Teil durch die Schatten erklärt werden, die von den am Zylinderrand näher aneinander bzw. übereinander liegenden Projektionen der Drähte hervorgebracht sind. Der Hauptgrund für die Tiefenwahrnehmung dürfte aber der verschiedene Grad der Schärfe sein.

Eine photographische Landschaftsaufnahme, die auf den Vordergrund eingestellt, mit nicht zu kleiner Blende und Brennweite gemacht war, hat eine gewisse Tiefenwirkung. Unser Auge vermag „in die Tiefe zu wandern", nicht nur, weil ferne Objekte kleiner, sondern auch, weil

1) Diese Zeitschr. **16**, 141, 1915.

sie unscharf wiedergegeben sind. Dieser Satz gilt auch für die Aufnahmen des Herrn Béla Alexander wie für die unsern.

Bekanntlich ist der Ausgangsort der Röntgenstrahlen stets ein kleiner Kreis, meist von mehreren Millimetern Durchmesser. Bei unsern Aufnahmen 1—3 diente als Strahlenquelle eine bis auf ein kreisrundes Loch von 5 mm Durchmesser geschwärzte matte Glühlampe. Die Objekte werden also hier wie dort um so schärfer abgebildet, je näher sie der Platte liegen, und je größer der Abstand: Platte—Lichtquelle ist. Dieser Abstand war bei Aufnahme 1 = 40 cm,
2 = 25 „
3 = 20 „

Dementsprechend ist bei Fig. 1 wenig von Tiefenwirkung zu merken, während man bei

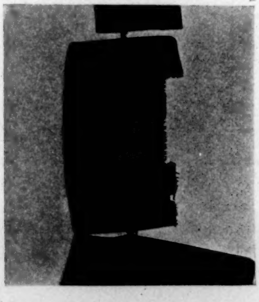


Fig. 1.

Fig. 2 und 3 das räumliche Gebilde deutlich vor Augen zu haben meint. (Die Durchmesser der Ringe betrugen $3^1/_2$ cm. Sie berührten mit ihrer offenen Seite die Platten. Die Differenz der hohen und tiefen Stellen des Bandes

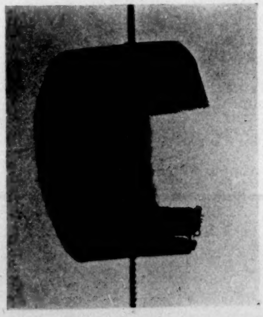


Fig. 2.

Fig. 3.

in Fig. 3 maß 1 cm.) Fig. 4 ist eine Illustration der eingangs ausgesprochenen Anschauung über die Tiefe bei photographischen Aufnahmen. Die Abbildung 4 ist nämlich selbst eine photographische Aufnahme, auf der man ebenso wie bei Fig. 2 räumliche Tiefenwahrnehmung empfindet. (Objektivbrennweite = 21 cm, Blendenöffnung = 2,1 cm, Abstand: Objekt—Blende = 49 cm, Abstand: Blende Platte = 33 cm, Ringe $3^1/_2$ cm Durchmesser.) Nur war diesmal nicht

Fig. 4.

auf die offene Seite der Ringe scharf eingestellt, sondern gerade auf die Gegenseite. Bei dem untern Bild sieht man deutlich den Ring mit seinen nach hinten (vgl. Fig. 2!) (vom Beschauer weg) gebogenen Enden. Dagegen bereitet es bei dem oberen Bilde dem unbefangenen Auge ziemliche Schwierigkeit, den Ring zu erkennen. Vielmehr vermeint man, ein S-förmig gewundenes Gebilde zu sehen. Ein Zeichen, wie vorsichtig man bei der Beurteilung derartiger Bilder sein muß.

Charlottenburg, den 9. Mai 1915.

(Eingegangen 22. Juli 1915.)

Anmerkungen zur Theorie der Strahlung.

Von R. Emden.

1. Neue Ableitung des Stefanschen Gesetzes. Die vorliegenden Ableitungen dieses Gesetzes haben gemeinsam, daß die Entropie des von Strahlung erfüllten Raumes der weiteren Betrachtung zugrunde gelegt wird. Ich gebe im folgenden einen anderen, für Unterrichtszwecke wohl etwas plastischeren Beweis, bei welchem der zweite Hauptsatz in Form einer Clapeyronschen Gleichung zur Anwendung gelangt.

Die Strahlung erfülle einen luftleeren Zylinder vom Volumen V mit schwarzem Boden, spiegelnden Seitenwänden, abgeschlossen durch einen spiegelnden, beweglichen Kolben, dessen Belastung den Druck der Strahlung stets äquilibriert. Die Temperatur sei T, die zugehörigen Werte u der Strahlungsdichte und p des Strahlungsdruckes stehen bekanntlich in der Beziehung $p = \frac{u}{3}$. Steigern wir die Temperatur um dT und vergrößern das Volumen gegen den Druck p um dV, so haben wir eine Wärmemenge zuzuführen

$$dQ = d(Vu) + p\,dV = V\,du + u\,dV + p\,dV$$

der Volumeinheit v also die Menge

$$dq = du + u\,dv + p\,dv.$$

Die physikalische Bedeutung jedes einzelnen Gliedes rechts ist leicht einzusehen. (Bei der entsprechenden Gleichung, die sich bei der Behandlung der vollkommenen Gase ergibt, fehlt das 2. Glied rechts; denn dort bedeutet v das Volumen der Masseneinheit, hier aber die Volumeinheit selbst.) Wir spezialisieren auf Konstanz der Temperatur, wodurch $du = 0$ wird. Die Wärmemenge, die nötig ist, um unter diesen Umständen die Volumeinheit mit Strahlung zu erfüllen, nennen wir die Entwicklungswärme der Strahlung und bezeichnen sie mit r. (Sie hat ihr Seitenstück in der Verdampfungswärme r einer Flüssigkeit.) Dann ist $dq = r\,dv$ und wir erhalten

$$r = u + p = u + \frac{1}{3}u = \frac{4}{3}u = 4p \qquad (1)$$

(gramm, cent^{-1}, sec^{-2}).

Von der Wärmemenge, die bei umkehrbarer Entwicklung der Strahlung erforderlich ist, sind somit 75 Proz. in Form von Strahlung vorhanden, 25 Proz. werden zur Leistung äußerer Arbeit verbraucht.

Um einen 2. Ausdruck für r zu gewinnen, lassen wir die Strahlung einen kleinen Kreisprozeß durchlaufen. Wir gehen aus (Fig. 1)

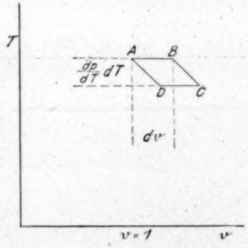


Fig. 1.

vom Punkte A, Temperatur $= T$, Druck $= p$, Volum $v = 1$. Wir vergrößern, Weg AB, v isotherm, also bei konstantem Druck, um dv, wobei wir die Wärmemenge $r\,dv$ zuführen müssen. Wir vergrößern nochmals um dv, diesmal isentropisch, und belegen gleichzeitig den Boden des Zylinders mit einem Spiegel, um weitere Entwicklung von Strahlung zu verhindern. Die Temperatur sinkt durch Leistung äußerer Arbeit um dT, der Druck entsprechend um $\frac{dp}{dT}dT$. So gelangen wir nach dem Punkte C. Bei dieser Temperatur $T - dT$ komprimieren wir isotherm um dv, wobei Wärme und Strahlung vom Boden des Zylinders aufgenommen werden, gelangen so nach D, und eine weitere isentropische Kompression bei konstanter Strahlungsmenge führt nach A zurück. Die während dieses kleinen Kreisprozesses geleistete Arbeit, gleich der Fläche $ABCD$, ist $\frac{dp}{dT}dT\,dv$, die ins Spiel getretene Wärmemenge $r\,dv$ und der Nutzeffekt dieses umkehrbaren Kreisprozesses $\frac{dT}{T}$. Somit ergibt sich

$$\frac{\frac{dp}{dT}dT\,dv}{r\,dv} = \frac{dT}{T}$$

und daraus die Clapeyronsche Gleichung

$$r = T\frac{dp}{dT}. \qquad (2)$$

Mit Gleichung (1) kombiniert ergibt sich

$$4p = T\frac{dp}{dT}$$

und durch Integration

$$\text{Strahlungsdruck } p = \frac{a}{3}T^4 \qquad (3\text{a})$$

mit der Folge

$$\text{Strahlungsdichte } u = aT^4 \qquad (3\text{b})$$

$$\text{Entwicklungswärme } r = \frac{4a}{3}T^4 \qquad (3\text{c})$$

$$\text{Entropiedichte } s = \frac{r}{T} = \frac{4a}{3}T^3 \qquad (3\text{d})$$

$$\text{Spez. Intensität der Strahlung } I = \frac{ac}{4\pi}T^4 \qquad (3\text{e})$$

$$\text{Emissionsvermögen } E = \pi I = \frac{ac}{4}T^4 = \sigma T^4 \qquad (3\text{f})$$

(c die Lichtgeschwindigkeit). Die letzte dieser Beziehungen ist die übliche Ausdrucksweise des Stefanschen Gesetzes.

Die von Planck in den „Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung", 2. Auflage, 1913; benutzten Werte von σ und a sind
$\sigma = 5{,}46 \cdot 10^{-5}$ Erg/cm² sec $= 5{,}46 \cdot 10^{-12}$ Watt/cm² $= 7{,}82 \cdot 10^{-11}$ gramm cal/cm² min.,
$a = 7{,}28 \cdot 10^{-15}$ Erg/cm³ $= 1{,}738$ gramm cal/cm³.

Wenn wir die monochromatische Strahlung von der Schwingungszahl ν der gleichen Behandlung unterwerfen, mit $r_\nu d\nu$ ihre Entwicklungswärme bezeichnen, mit $p_\nu d\nu$ den Strahlungsdruck usw., so finden wir ebenso

$$\left.\begin{aligned} u_\nu d\nu &= a_\nu T^4 \\ r_\nu d\nu &= \frac{4}{3}a_\nu T^4 \\ s_\nu d\nu &= \frac{4}{3}a_\nu T^3 \\ E_\nu d\nu &= \frac{a_\nu c}{4}T^4. \end{aligned}\right| \qquad (4)$$

Also auch die Energiemenge der monochromatischen Strahlung, die anfangs $u_\nu d\nu$ war, steigt mit T^4. Wir haben uns aber vor dem Trugschluß zu hüten, daß auch die Ordinate u_ν der Energiedichtekurve $u_\nu = f(T)$ mit T^4 ansteigt. Denn diese Energiemenge $u_\nu d\nu$, die bei der Anfangstemperatur T in dem Intervall ν bis $\nu + d\nu$ vorhanden war, wird bei Veränderung der Temperatur auf T' in ein anderes Intervall ν' bis $\nu' + d\nu'$ verschoben.

2. Die Temperatur der geordneten Strahlung. Die gleichmäßig diffuse Strahlung ist in allen ihren Eigenschaften durch ihre Temperatur eindeutig bestimmt, und der Begriff der Temperatur ist leicht zu fassen als die Temperatur der Wandung, mit der sie im thermodynamischen Gleichgewichte steht. Da diese Strahlung aber nur innerhalb eines vollkommen abgeschlossenen Hohlraumes von durchwegs konstanter Temperatur auftreten kann, ist die Strahlung, die wir in Wirklichkeit beobachten, stets mehr oder weniger geordnet. Einem jeden einzelnen, monochromatischen Strahlenbündel kann aber eine bestimmte Temperatur beigeordnet werden. Denn aus dem Vorgang der Emission folgt, daß die geometrischen Gesetze der Energie- und der Entropiestrahlung dieselben sind; in jedem einzelnen Strahlenbündel muß deshalb das Verhältnis Energiedichte/Entropiedichte konstant bleiben. Dies Verhältnis ist aber nach den Formeln (3) die Temperatur. Die Temperatur eines ankommenden Strahlenbündels kann somit definiert werden als die Temperatur einer schwarzen Fläche, welche dasselbe zu liefern imstande ist. Wie kann diese Temperatur ermittelt werden?

Ein monochromatisches Strahlenbündel vom halben Öffnungswinkel β falle auf eine kleine Fläche f (Fig. 2), die so pro Zeit- und Flächen-

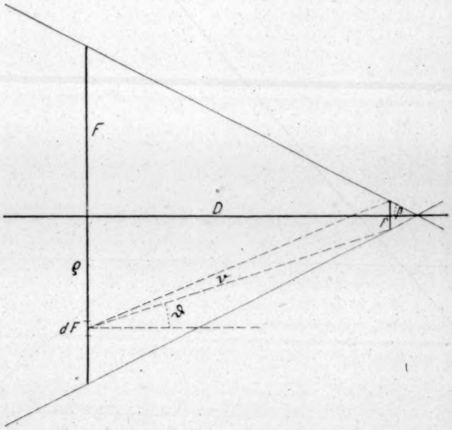


Fig. 2.

einheit die Energiemenge $e_\nu d\nu$ zugeführt erhält. In beliebigem Abstande D legen wir senkrecht zur Achse des Bündels eine schwarze Fläche F und bestimmen ihre Temperatur der Art, daß ihre Strahlung der Fläche f eben jene Energiemenge zuführt. Bei dieser Temperatur sei ihr Emissionsvermögen $E_\nu d\nu = \pi I_\nu d\nu$. Ein Flächenelement dF sendet nach f die Menge $I_\nu d\nu\, dF \cos\vartheta\, d\Omega$. Da wir haben

$$d\Omega = \frac{f\cos\vartheta}{r^2}, \quad dF = 2\pi\varrho\, d\varrho,$$

$$\varrho = D \operatorname{tg} \vartheta \text{ und } r = D \cos \vartheta$$

läßt sich die Integration über F leicht ausführen und ergibt

$$\pi I_\nu d\nu f \sin^2 \beta = E_\nu d\nu f \sin^2 \beta.$$

Da diese gleich $e_\nu d\nu \cdot f$ sein muß, erhalten wir schließlich

$$E_\nu d\nu = \frac{e_\nu d\nu}{\sin^2 \beta}. \tag{5}$$

Das erforderliche Emissionsvermögen, also auch die Temperatur von F sind unabhängig von ihrer Lage. Alle schwarzen Flächen, die von f aus unter demselben Öffnungswinkel erscheinen, liefern bei derselben Temperatur T nach f dieselbe Strahlungsmenge; die Temperatur eines Strahlenbündels kann somit stets eindeutig auf die Temperatur einer schwarzen Fläche zurückgeführt werden. Für $\beta = 0$ ergibt sich $T = \infty$; parallele Strahlung kann nur von einer punktförmigen Quelle von unendlich hoher Temperatur geliefert werden. Ist die von f aufgefangene Strahlung nicht monochromatisch, sondern spektral zusammengesetzt wie schwarze Strahlung, so ist ihre Temperatur bestimmt durch die Beziehung

$$\sigma T^4 = E = \frac{e}{\sin^2 \beta}. \tag{6}$$

In der grundlegenden Arbeit „Temperatur und Entropie der Strahlung" (Wied. Ann. **52**, S. 132, 1894) gibt W. Wien an Stelle von (6) die Beziehung

$$\psi = \frac{\psi_a}{1 - \cos \beta}, \tag{6'}$$

ψ und ψ_a bedeuten die Energiedichten, die E und e proportional sind. Diese Beziehung ist auch in den Artikel „Theorie der Strahlung" der Enzyklopädie übergegangen. Wir entscheiden leicht zwischen beiden Ausdrücken, indem wir ein bestimmtes Beispiel, etwa die Temperatur der Sonnenstrahlung, berechnen. Dabei machen wir die Annahme, daß die ungeschwächte Sonnenstrahlung spektral wie schwarze Strahlung zusammengesetzt ist. Bezeichnet D die Sonnendistanz, R den Sonnenradius, so können wir den sehr kleinen Winkel β gleich $\frac{R}{D}$ setzen, und bezeichnet S die Solarkonstante, so ergibt (6)

$$\sigma T^4 = E = S \frac{D^2}{R^2} \tag{a}$$

(6') hingegen den doppelt so großen Wert

$$\sigma T^4 = E = 2 S \frac{D^2}{R^2}. \tag{b}$$

Die von der Einheit Sonnenoberfläche abgegebene Strahlung E können wir aber noch auf andere Weise eindeutig berechnen. Da aus Symmetriegründen die ganze Sonnenoberfläche $4 \pi R^2$ durch die Kugelschale $4 \pi D^2$ die Menge $S \cdot 4 \pi D^2$ hindurchstrahlt, ergibt sich für deren Flächeneinheit in Übereinstimmung mit (a) der Wert $E = S \frac{D^2}{R^2}$. (Mit $\sigma = 7{,}82 \cdot 10^{-11}$ gramm cal/cm² min., $S = 2$ gramm cal/cm² min. wird $T = 5800^0$. Der oben erwähnte Enzyklopädie-Artikel gibt für $S = 2{,}1$ den einer Veröffentlichung von Angström entnommenen, offenbar unrichtig berechneten Wert $T = 4150^0$.)

3. Die Temperatur der Strahlung und der Sinussatz der optischen Abbildung (Fig. 3). Eine strahlende Fläche f_1 in einem

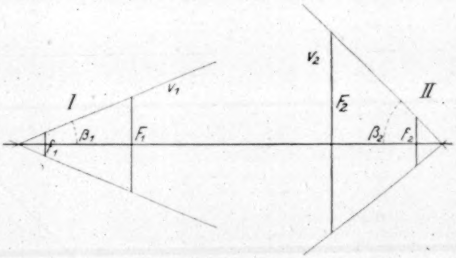


Fig. 2.

Medium I vom Brechungsexponenten $n_{1\nu}$ liefert ein Strahlenbündel vom Öffnungswinkel $2\beta_1$, das durch eine beliebige Anzahl von Brechungen und Reflexionen einer Fläche f_2 in einem Medium II vom Brechungsexponenten $n_{2\nu}$ unter einem Winkel $2\beta_2$ zugeführt wird. Auf f_1 und f_2 treffen pro Zeit- und Flächeneinheit die Strahlungsmengen $e_{1,\nu} d\nu$ und $e_{2,\nu} d\nu$. Die Temperaturen der beiden Bündel bestimmen wir wie oben, indem wir die schwarzen Flächen F_1 und F_2 legen, deren Emissionsvermögen $E_{1,\nu}$ und $E_{2,\nu}$ im Vakuum in den Medien I und II die Werte $E_{1,\nu} n_{1,\nu}^2$ und $E_{2,\nu} n_{2,\nu}^2$ annehmen. Wir finden so

$$E_{1,\nu} n_{1,\nu}^2 f_1 \sin^2 \beta_1 = e_{1,\nu} f_1,$$
$$E_{2,\nu} n_{2,\nu}^2 f_2 \sin^2 \beta_2 = e_{2,\nu} f_2.$$

Bei thermodynamischem Gleichgewicht muß sein $e_{1\nu} f_1 = e_{2\nu} f_2$ und der Sinussatz liefert

$$f_1 n_{1,\nu}^2 \sin^2 \beta_1 = f_2 n_{2,\nu}^2 \sin^2 \beta_2,$$

so daß wir haben $E_{1,\nu} = E_{2\nu}$ mit der Folge

$$T_1 = T_2.$$

Daraus folgt: Der Sinussatz der optischen Abbildung ist gleichbedeutend mit dem Satze, die Temperaturen der Strahlenbündel von Gegenstand und Bild sind sich gleich. Da das emittierte Strahlenbündel bei jeder Brechung und Reflexion eine Schwächung erleidet, so würde dadurch, wie sich zeigen läßt, seine Temperatur

herabgesetzt. Allein bei vollkommen thermodynamischen Gleichgewicht wird diese Schwächung durch die Strahlung der nach dem Kirchhoffschen Gesetze selbst strahlenden, brechenden und unvollkommen spiegelnden Medien gerade kompensiert und die Temperatur auf ihren ursprünglichen Wert zurückgebracht. Handelt es sich um die geometrischen Gesetze der Abbildung, so kann von dieser etwaigen Schwächung abgesehen und an Stelle des Sinussatzes die gleichwertige Bedingung benutzt werden, daß die Temperatur eines einmal emittierten Strahlenbündels durch alle Medien hindurch konstant bleibt (vgl. M. Planck, Theorie der Wärmestrahlung, § 66).

4. Anmerkung zur Ableitung des Wienschen Verschiebungsgesetzes. Bei der Ableitung dieses Gesetzes muß gezeigt werden, das die Schwingungszahl ν eines Strahles, der unter einem Winkel ϑ auf einen mit der Geschwindigkeit v sich vorwärts bewegenden Spiegel in

$$\nu' = \nu\left(1 + \frac{2\,v \cos\vartheta}{c}\right)$$

umgewandelt wird. Die üblichen Beweise, wie sie etwa von Planck (Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung), oder Drude (Lehrbuch der Optik) gegeben werden, lassen sich sehr vereinfachen, wenn man nur das Dopplersche Gesetz in seiner einfachen Form $\nu' = \nu\left(1 + \frac{v}{c}\right)$ als bekannt voraussetzt. Denn fallen Wellen aus einer Lichtquelle L senkrecht auf einen Spiegel, so gehen die reflektierten Wellen von deren Spiegelbild aus. Bewegt sich der Spiegel mit der Geschwindigkeit v in Richtung der Normalen, so bewegt sich das Spiegelbild in dieser Richtung mit der Geschwindigkeit $2v$ und durch einmalige Reflexion wird deshalb ν in $\nu\left(1 + \frac{2v}{c}\right)$ umgewandelt. Fallen die Wellen auf unter einem Winkel ϑ zur Spiegelnormalen, so bewegt sich in der Normalenrichtung das Spiegelbild immer noch mit der Geschwindigkeit $2v$, aber seine Geschwindigkeit in Richtung der reflektierten Wellen ist $2\,v\cos\vartheta$ und der Beobachter derselben beobachtet die Schwingungszahl $\nu' = \nu\left(1 + \frac{2\,v\cos\vartheta}{c}\right)$. Ist $\frac{v}{c}$ hinreichend klein, so ergibt sich bei m-maliger Reflexion

$$\nu' = \nu\left(1 + \frac{2\,v\cos\vartheta}{c}\right)^m = \nu\left(1 + m\frac{2\,v\cos\vartheta}{c}\right).$$

München, Juli 1915.

(Eingegangen 28. Juli 1915.)

Über mikroseismische Bodenunruhe.

Eine Entgegnung an Herrn W. Pechau[1]).

Von B. Gutenberg.

Herr W. Pechau hat die Hypothese aufgestellt, daß die mikroseismische Bodenunruhe I. Art in Jena eine „rein lokale Erscheinung" ist. Als Ursache gab er zuerst „Windwogen" an, doch seien Amplitude und Periode der Bodenunruhe „von der Temperatur abhängig"; außerdem konnte er nicht genau untersuchen, ob die jährliche Periode der Größe der Mi.B. „allein den Luftdruckschwankungen zuzuschreiben ist, oder ob auch die Veränderung der Elastizität der obersten Erdschicht durch Frost daran schuld trägt". Dem gegenüber verfocht ich die Ansicht, daß die Steilküstenbrandung, wie Wiechert zuerst vermutet hatte, die Ursache sei. Nun führt Herr Pechau in seiner letzten Entgegnung, nachdem er eine unbewiesene Behauptung (Absatz 2) aufgestellt hat, eine neue Arbeit von Somville (Uccle) ins Feld, auf die ich demnächst in „Gerlands Beiträge zur Geophysik" eingehen werde, wonach die Luftdruckdifferenz, die in der Umgebung der betreffenden Station auf einem größeren Gebiet (bei Somville ein Kreis mit ca. 1300 km Radius) herrscht, die Ursache der Mi.B. ist. Herr Pechau dagegen findet nach seiner neuen Angabe, daß „schnelle Luftdruckschwankungen" die Mi.B. hervorrufen, er scheint also die übrigen oben angeführten Elemente nicht mehr zu berücksichtigen. Jedenfalls handelt es sich bei beiden nach Angabe des Herrn Pechau um einen Zusammenhang der Mi.B. mit „meteorologischen Faktoren und der Stationslage". Ersteres wird von niemand mehr bezweifelt, zu letzterem schreibt Otto Meißner[2]), daß „W. Pechau die mikroseismische Bewegung der hier behandelten Art für örtlichen Ursprungs hält — eine übrigens wohl von wenigen geteilte Ansicht —". Meißner zeichnet u. a. die Luftdruckverteilung über Europa an zehn unruhigen und zehn ruhigen Tagen und findet, daß „bei starker Mi.B. ein bedeutendes Luftdruckgefälle nach Norden vorhanden ist". Dann müssen aber starke Brandungen an der Steilküste Norwegens bei anlandigen Winden herrschen!

Nun zu den drei Fragen des Herrn Pechau:

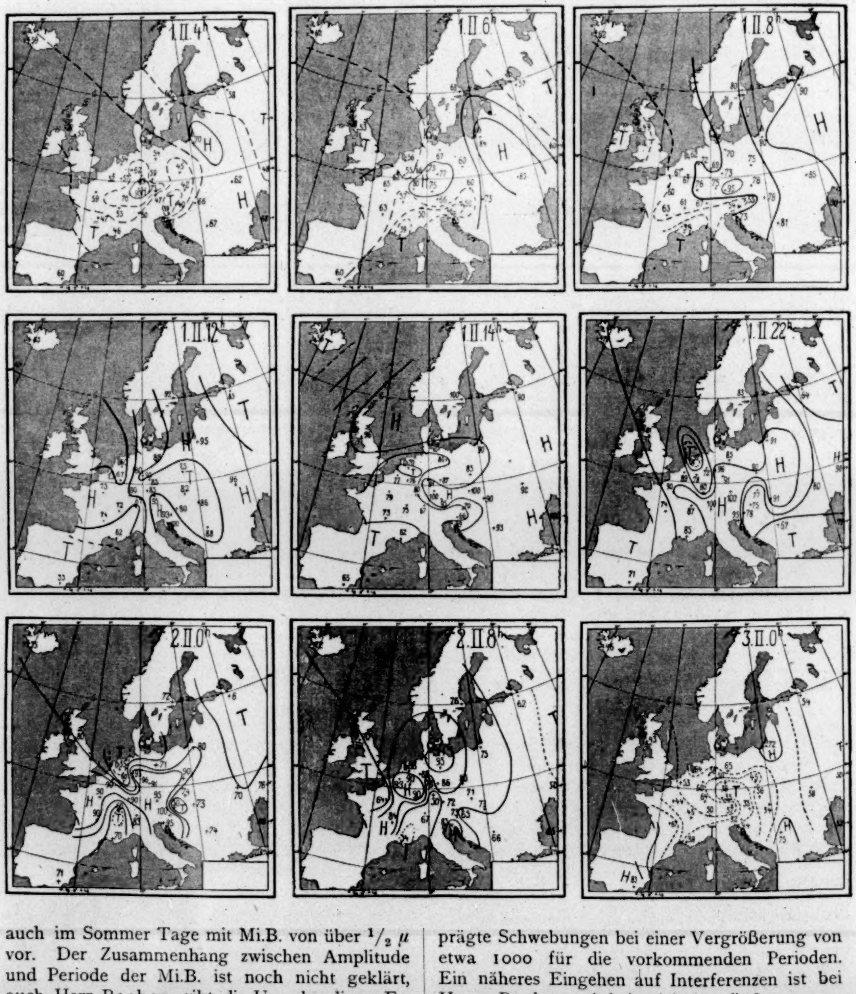
1. Warum sind die Amplituden und Perioden der Mi.B. im Sommer kleiner als im Winter, obgleich doch sicher auch zu dieser Jahreszeit

---

1) Vgl. diese Zeitschr. 11, 1184, 1910; 15, 415, 591, 1914; 16, 88, 1915.

2) Otto Meißner, Über den Zusammenhang der mikroseismischen Bewegung mit meteorologischen Faktoren, Gerlands Beiträge z. Geophysik 13, 204, 1914.

oftmals starke Brandungen vorhanden sind? Antwort: Die Mi.B. hat im Sommer kleinere Amplituden als im Winter, weil auch die Brandung im Sommer kleiner ist als im Winter. Die stärksten Sommerbrandungen bleiben hinter denen des Winters weit zurück. Andererseits kommen



auch im Sommer Tage mit Mi.B. von über $^1/_2$ μ vor. Der Zusammenhang zwischen Amplitude und Periode der Mi.B. ist noch nicht geklärt, auch Herr Pechau gibt die Ursache dieser Erscheinung nicht an.

2. Warum treten im Winter Interferenzen auf, im Sommer dagegen nie (oder doch außerordentlich selten)? Antwort: Sie treten im Sommer gerade so auf wie im Winter, nur sind sie infolge der schwachen Bewegung bei geringer Vergrößerung nicht auffällig; im Sommer 1914 zeigten die Registrierungen der Straßburger Galitzinpendel wiederholt sehr schön ausgeprägte Schwebungen bei einer Vergrößerung von etwa 1000 für die vorkommenden Perioden. Ein näheres Eingehen auf Interferenzen ist bei Herrn Pechaus Arbeit nicht zu finden.

3. Wie sind die Sprünge in der Größe der Mi.B. zu erklären? Antwort: Das zeitweilige plötzliche Anwachsen der Mi.B. (keine Sprünge!)

hatte Herrn Geh. Rat Hecker[1]) entsprechend einem auf der Konferenz der internationalen seismischen Assoziation in Manchester gefaßten Beschlusse veranlaßt, die Ergebnisse der mikroseismischen Beobachtungen an europäischen Stationen an 4 Tagen des Winters 1911/12 zusammenzufassen. Es zeigte sich hierbei deutlich, daß dieses Anwachsen über größeren Gebieten gleichzeitig stattfindet. (Vgl. Figur in meiner Entgegnung, diese Zeitschr. **15**, 591, 1914.) Ich war Herrn Geh. Rat Hecker sehr dankbar, als er mich im verflossenen Sommer zur Fortführung dieser Untersuchungen für das Material vom Winter 1913/14 anregte. Unter Benutzung der Originaldiagramme einer größeren Reihe von Beobachtungsstationen hatte ich bereits aussichtsreiche Resultate erhalten, als mich mein Eintritt in das Heer anfangs August zwangen, diese Arbeit zu unterbrechen. Herr Geh. Rat Hecker wird demnächst kurz meine bisherigen neuen Ergebnisse neben den seinigen veröffentlichen[2]), doch zwingt mich die Frage 3 des Herrn Pechau, auch hier kurz darauf einzugehen: Ich bestimmte das Mittel aus einigen Maximalamplituden der Mi.B. zu den geraden Stunden + 5 Minuten für alle gesandten Diagramme. Um den Einfluß des Untergrundes der Stationen sowie fehlerhafte Vergrößerungsbestimmungen bei den Instrumenten zu eliminieren, drückte ich die so erhaltenen Werte in Prozent des bei der betreffenden Station erhaltenen absoluten Maximums aus. Die hier sich ergebenden Zahlen trug ich in Karten ein. Hierbei ergab sich, daß sich diese Werte regelmäßig gruppierten, so daß ich Linien gleicher relativer Bewegung ziehen konnte. Der Verlauf dieser Linien ändert sich mit der Zeit regelmäßig, wie die hier als Beispiel beigegebenen Figuren zeigen. Es ist hiermit bewiesen, daß sich die Zone, innerhalb deren die Bewegung relativ am größten ist, in kurzer Zeit über große Gebiete bewegt (in den Figuren mit „H“ bezeichnet), und zwar weder analog dem Fortschreiten der Tiefdruckgebiete von Westen nach Osten noch in irgendeinem Zusammenhang mit Luftdruckdifferenz, Wind, Frost oder Luftdruckschwankungen. In jenen Tagen (31. I.—3. II.) ist südlich 55° n. Br. auf dem Kontinent überhaupt keine wesentliche meteorologische Veränderung vor sich gegangen. — Durch diese Untersuchungen ist die Behauptung von Somville und Herrn Pechau, die Mi.B. sei eine lokale Erscheinung, endgültig widerlegt. Ich hoffe, später auf diesem Wege noch weiter vordringen und insbesondere genauer den Zusammenhang der Mi.B. mit meteorologischen Elementen einerseits und Tektonik andererseits prüfen zu können. Die Tatsache, daß in dem untersuchten Falle südlich von 55° n. Br. die Mi.B. genau so auftrat wie im Norden, obwohl keine merkliche meteorologische Veränderung vor sich gegangen ist, weist darauf hin, daß ein großer Teil Europas durch dieselbe Ursache in Bewegung versetzt wurde. Dies ist auch eine weitere Bestätigung für die Vermutung, daß die Periode der Mi.B. „mit irgendwelchen Eigenperioden der Erdrinde . . . im Zusammenhang stehen könne. Trifft das zu, so stehen wir vor der Frage, was diese Schwingung der Erdrinde veranlassen kann“[1]). Eine lokale Ursache kommt jedenfalls als primäre Ursache der hier besprochenen Art der Mi.B. nicht in Betracht.

Zum Schluß möchte ich Herrn Pechau noch darauf hinweisen, daß ich nie die Abhängigkeit der Mi.B. II. Art („Pulsationen“) von der Änderung des Luftdruckgradienten behauptet habe, vielmehr die von Hecker aufgestellte und überall bestätigte Ansicht teile, daß diese vom Wind erzeugt wird.

1) Mitt. des Zentralbüros der intern. seismol. Assoz., 1913, Nr. 2. Gerlands Beiträge zur Geophysik **13**, Beilage zu Heft 2.

2) Ebenda, 1915, Nr. 1.

1) Fürst B. Galitzin, Vorlesungen über Seismometrie, deutsche Bearbeit. von O. Hecker, Teubner 1914, S. 160.

Straßburg, 31. März 1915.

(Eingegangen 6. April 1915.)

BESPRECHUNGEN.

P. Zeeman, Magnetooptische Untersuchungen mit besonderer Berücksichtigung der magnetischen Zerlegung der Spektrallinien. Deutsch von Max Iklé. gr. 8. XI u. 242 S. mit 42 Abbildungen im Text und 8 Lichtdrucktafeln. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1914. M. 8.—, gebunden M. 9.—

Das Buch enthält eine Darstellung der magnetooptischen Arbeiten des Verfassers. Es beginnt mit der ausführlichen Schilderung der ersten Beobachtungen: der Verbreiterung der Natriumlinien mit Polarisation der Ränder und der ersten vollkommenen Trennung der Komponenten an der blaugrünen Kadmiumlinie, dann der Beobachtungen des inversen Effektes. Die erste Veröffentlichung in der Amsterdamer Akademie wird im wesentlichen mitgeteilt; ebenso macht uns der Verfasser mit den aus der elementaren Lorentzschen Theorie stammenden Ideen ausführlich bekannt, welche ihn zu seiner Entdeckung und von da zu seinen wei-

teren Arbeiten leiteten, die dann freilich, wenn auch zögernd, in ihrer einfachsten Gestalt nach Entdeckung der anomalen Tripletts und der komplizierteren Typen aufgegeben werden mußten. Die Erforschung dieser Typen sowie die sekundären Wirkungen des Gitters und des Spaltes, welche anormale Intensitätsverteilungen vortäuschen können, bilden neben der Untersuchung der Begleiterscheinungen des inversen Effektes den Inhalt der folgenden Kapitel. Die neuesten Untersuchungen Zeemans beziehen sich auf die Erscheinungen schief zum Magnetfeld, die im Anschluß an die Entdeckungen Hales ausgeführt wurden. Neben den eigenen Arbeiten wurden die anderer Physiker, namentlich soweit sie auf die eigenen Untersuchungen des Verfassers von Einfluß waren, referiert; besonders auch die Entwicklung der Theorie zunächst durch Lorentz, dann weitergehend durch Voigt.

Dem Buch sind eine Anzahl schöner Reproduktionen von photographischen Aufnahmen der magnetooptischen Erscheinungen und ein genaues Literaturverzeichnis beigefügt.

Das Buch ist sehr leicht verständlich gehalten; mathematische Entwicklungen sind fast ganz vermieden, dafür ist nach Möglichkeit die geometrische Anschauung herangezogen. Försterling.

H. Hahn, Leitfaden für physikalische Schülerübungen. Zweite, verbesserte Auflage. gr. 8. 301 S. mit 194 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1914. Gebunden M. 3.—

Dieses ausgezeichnete Werk ist so bekannt, daß eine Besprechung sich erübrigt. Die neue Auflage ist durch Weglassung einiger weniger oft ausgeführter Übungen nicht unerheblich gekürzt. Sonstige Änderungen erstrecken sich hauptsächlich auf das Sprachliche. Einige Wortneubildungen als Ersatz für Fremdwörter sind, wiewohl sie zunächst recht ungewöhnlich klingen, vielleicht doch einbürgerungsfähig.

Kochan.

F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Zwölfte, stark vermehrte Auflage. In Gemeinschaft mit H. Geiger, E. Grüneisen, L. Holborn, W. Jaeger, E. Orlich, K. Scheel, O. Schönrock, herausgegeben von E. Warburg. gr. 8. XXXI u. 742 S. mit 389 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1914. Gebunden M. 11.—

Die neue, nunmehr von Warburg und seinen Mitarbeitern herausgegebene Auflage, weist naturgemäß gegenüber der erst 1910 erschienenen elften Auflage nur wenig Änderungen auf. Größere Zusätze enthalten u. a. namentlich die Paragraphen über Wärmestrahlung und diejenigen Gebiete, welche durch ihre Beziehungen zu dieser neuerdings das Interesse besonders auf sich gezogen haben (thermische Dilatation, spez. Wärme usw.). Gänzlich umgearbeitet erscheint der Schlußabschnitt über Radioaktivität, dessen Angaben gelegentlich im direkten Gegensatze zu denen der vorhergehenden Auflage stehen. Försterling.

Berichtigung

zu „Über kleinste Quecksilberkugeln (deren Mechanik, Optik und elektrische Ladung)" von F. Ehrenhaft (diese Zeitschrift 16, Nr. 12, 1915).

Seite 230, 2. Spalte, 12. Zeile: es soll richtig heißen „Beleuchtungsobjektiv" statt Beleuchtungsobjekt.

Seite 237, 1. Spalte, 4. Zeile: soll richtig heißen „bei jedem Zerstäuber".

Mitteilungen.

In der „Vossischen Zeitung" vom 25. Juli macht Prof. F. Auerbach unter dem Titel **„Die Ausrottung des Moleküls"** auf die sprachliche Mißgeburt aufmerksam, die in dem Worte Molekül vorliegt. Statt aus dem lateinischen Urquell „molecula" habe man das Wort aus dem Französischen, und zwar noch gar aus dem „verpatzten Französischen" geholt. Molekül sei gerade so abscheulich, wie wenn man „Partikül" oder „Spektakül" sagen wolle. Darum, Ihr deutschen Physiker, gehet hin und sprecht fürderhin nur noch von Molekeln, wenn Ihr von Molekülen sprechen wollt, wie das Helmholtz in seinem meisterhaften Sprachgefühl Euch vorgemacht hat! H. Th. S.

Die **Schweizerische Naturforschende Gesellschaft** wird am 12. bis 15. September d. J. in Genf ihre 97. Jahresversammlung abhalten und gleichzeitig die Jahrhundertfeier ihrer Gründung begehen. Mit Rücksicht auf die gegenwärtigen Umstände hat das Komitee der Gesellschaft beschlossen, diese Feier in sehr bescheidenem Rahmen zu halten und die üblichen Einladungen an die gelehrten Gesellschaften des Auslandes und die außerhalb der Schweiz wohnenden Naturforscher zu unterlassen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Straßburg Dr. Ernst Weitz für Chemie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Johann Radon für Mathematik und Dr. Georg Weißenberger für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität Straßburg, Direktor der Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung Geh. Regierungsrat Professor Dr. Oskar Hecker zum ord. Honorarprofessor für Geophysik ebenda, der Professor der organischen Chemie an der Universität Sydney Dr. Robert Robinson in gleicher Eigenschaft an der Universität Liverpool, der Lektor an der Wesleyan Universität in Middletown Dr. M. L. Crossley und Dr. H. Lee Ward von derselben Universität zu Associate Professoren der Chemie an der Wesleyan Universität, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Waldemar Petersen zum ord. Honorarprofessor für Elektrotechnik an derselben Anstalt.

Berufen: Der etatsmäßige Professor der anorganischen Chemie an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Alfred Stock an das Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie in Berlin-Dahlem (unter Verzicht auf die S. 88 gemeldete Berufung für die ord. Professur in Münster).

Verliehen: Dem a. o. Professor der Physik an der Universität Wien Dr. Stefan Meyer Titel und Charakter eines o. ö. Professors.

Ehrungen: Die Technische Hochschule in Braunschweig hat die Würde eines Doktoringenieurs ehrenhalber verliehen: dem Geheimen Hofrat Professor Dr. Julius Elster und dem Geheimen Hofrat Professor Dr. Hans Geitel am Gymnasium zu Wolfenbüttel in Anerkennung ihrer Stellung als Forscher auf den Gebieten der atmosphärischen Elektrizität, der Radioaktivität und der lichtelektrischen Erscheinungen.

Gestorben: Der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Berlin Dr. Johannes Knoblauch, der frühere Präsident der Chemical Society in London Dr. Hugo Meyer, der ord. Professor der organischen Chemie an der Universität Wien Hofrat Dr. Guido Goldschmiedt, der Assistent am Mathematischen Institut der Technischen Hochschule Berlin Oberlehrer Dr. Max Karl Grober, der Privatdozent für analytische Chemie an der Technischen Hochschule und ordentliche Professor an der Handelsakademie in Budapest Dr. Károly Muraközy.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

JP Have others vols